

# Universität Rostock



Traditio et Innovatio

## Experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl unter Berücksichtigung des Rauheitseinflusses

**Dissertation**

zur

Erlangung des akademischen Grades

**Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)**

der Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik

der Universität Rostock

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Kay Juckelandt, geboren am 07. November 1985 in Dresden

Rostock, den 29.06.2016

urn:nbn:de:gbv:28-diss2018-0040-8

**Gutachter:**

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Frank-Hendrik Wurm  
Lehrstuhl Strömungsmaschinen  
Universität Rostock
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs  
Institut für Flugantriebe und Strömungsmaschinen  
Technische Universität Braunschweig

**Datum der Einreichung:** 29.06.2016

**Datum der Verteidigung:** 10.01.2017



# Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Strömungsmechanik der Universität Rostock. Während dieser Zeit haben mich zahlreiche Menschen unterstützt und zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Frank-Hendrik Wurm danke ich für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Möglichkeit zur Promotion. Vielen Dank für Ihre Förderung und die gewährten Freiräume bei der Forschung.

Für die Übernahme des Zweitgutachtens danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs.

Ein Großteil dieser Arbeit ist Ergebnis mehrerer Forschungsprojekte, die vom VDMA e. V. und der AiF e. V. finanziell gefördert wurden. Den Mitgliedern vom projektbegleitenden Arbeitskreis danke ich für die Förderung der Projekte sowie die Denkanstöße und das Feedback in den zahlreichen Diskussionen.

Meinen Kollegen und den Mitarbeitern der Standortwerkstatt danke ich für die engagierte Zusammenarbeit, die Hilfsbereitschaft und die vielen anregenden Gespräche. Die Arbeit und der Austausch mit euch waren mir sehr wertvoll und ohne euch wäre die Planung und Umsetzung der Prüfstände sowie die Durchführung der Experimente und Simulationen nicht möglich gewesen.

Meiner Familie, insbesondere meinen Eltern und meiner Partnerin Juliane, gilt mein größter Dank. Vielen Dank für die Möglichkeit zum Studium, euren fortwährenden Rückhalt, eure bedingungslose Unterstützung und euer Vertrauen. Juliane, deine Toleranz und Geduld in anstrengenden Zeiten sowie die Erinnerung, dass auch andere Dinge als Pumpen von Bedeutung sind, waren mir sehr wichtig und haben mir immer wieder Kraft gegeben.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>IV</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>VIII</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	1
1.2 Ziele . . . . .	3
1.3 Lösungsweg . . . . .	3
<b>2 Stand der Forschung</b>	<b>6</b>
2.1 Strömungssimulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl . . . . .	6
2.2 Dominante Verluste in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl . . . . .	9
2.3 Modellierung der Wandgrenzschichtströmung . . . . .	12
2.3.1 Modellierung des Rauheitseinflusses . . . . .	14
2.3.2 Modellierung von Strömungsablösung . . . . .	17
2.4 Experimentelle Bestimmung der Wandschubspannung . . . . .	18
2.5 Modelle der relevanten Pumpenströmungen und deren Verluste . . . . .	20
2.5.1 Spiralgehäuse . . . . .	20
2.5.2 Radseitenraumströmung . . . . .	25
2.5.3 Dichtspaltströmung . . . . .	29
2.6 Zusammenfassung . . . . .	34
<b>3 Grundlagen der Strömungssimulation</b>	<b>35</b>
3.1 Strömungsmechanische Grundlagen . . . . .	35
3.2 Simulation turbulenter Strömungen . . . . .	36
3.2.1 Reynolds-Mittelung . . . . .	37
3.2.2 Turbulenzmodellierung . . . . .	38
3.3 Numerische Strömungsmechanik . . . . .	41
3.3.1 Räumliche Diskretisierung . . . . .	41
3.3.2 Diskretisierung der Transportgleichungen . . . . .	42
3.3.3 Wandbehandlung . . . . .	42
<b>4 Verwendete Methoden</b>	<b>48</b>
4.1 Experimentelle Methoden . . . . .	48
4.1.1 Versuchspumpe . . . . .	48
4.1.2 Erzeugung rauer Wände . . . . .	49
4.1.3 Messgrößen und -orte . . . . .	50
4.1.4 Herkömmliche Messtechnik . . . . .	52

4.1.5	Wandschubspannungsmessung . . . . .	53
4.1.6	Abgeleitete Größen . . . . .	58
4.1.7	Messunsicherheit . . . . .	58
4.2	Numerische Methoden . . . . .	59
4.2.1	Gittererstellung . . . . .	59
4.2.2	Solvereinstellungen . . . . .	61
4.2.3	Rand- und Anfangsbedingungen . . . . .	61
4.2.4	Betrachtung der Unsicherheit von Strömungssimulationen . . . . .	62
4.2.5	Abschätzung des Diskretisierungsfehlers . . . . .	63
4.2.6	Methode zur Abschätzung des Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>66</b>
5.1	Validierung des numerischen Modells anhand hydraulischer Kenndaten . . . . .	66
5.2	Modellierungsfehler des logarithmischen Wandgesetzes . . . . .	68
5.2.1	Lokale Verteilung des Modellierungsfehlers . . . . .	69
5.2.2	Modellierungsfehler im Spiralgehäuse . . . . .	71
5.2.3	Modellierungsfehler im vorderen Radseitenraum . . . . .	72
5.2.4	Modellierungsfehler im Dichtspalt . . . . .	73
5.3	Verlustanalyse . . . . .	74
5.4	Methodik zur verbesserten Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl . . . . .	76
5.5	Fazit . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Strömungsuntersuchung in den verlustreichen Regionen</b>	<b>79</b>
6.1	Strömung im Spiralgehäuse . . . . .	79
6.1.1	Umströmung der Spiralzunge . . . . .	79
6.1.2	Wechselwirkung der Strömung . . . . .	81
6.1.3	Druckverteilung . . . . .	85
6.2	Strömung in den Radseitenräumen . . . . .	86
6.2.1	Umfangsgemittelte Strömung . . . . .	87
6.2.2	Kopplung der Strömung . . . . .	88
6.2.3	Strömung in Umfangsrichtung und Druckverteilung . . . . .	89
6.2.4	Strömung in Radialrichtung und Grenzschichtströmung . . . . .	91
6.2.5	Charakterisierung der Wandschubspannung durch direkte Messung . . . . .	94
6.3	Strömung im Dichtspalt . . . . .	95
6.3.1	Beschreibung Strömungsfeld . . . . .	97
6.3.2	Einfluss auf Strömung im Saugmund . . . . .	100
6.4	Fazit . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Untersuchung des Rauheitseinflusses</b>	<b>104</b>
7.1	Rauheitsregime . . . . .	104
7.2	Hydraulische Pumpenkennwerte und Verluste . . . . .	107
7.3	Strömung im Spiralgehäuse . . . . .	108
7.3.1	Verluste . . . . .	108
7.3.2	Strömungsfeld . . . . .	110
7.3.3	Kopplung der Strömung . . . . .	112

---

7.4	Strömung im vorderen Radseitenraum . . . . .	114
7.4.1	Umfangsgemittelte Strömung . . . . .	114
7.4.2	Strömung in Umfangsrichtung und Druckverteilung . . . . .	115
7.4.3	Strömung in Radialrichtung . . . . .	116
7.5	Strömung im Dichtspalt . . . . .	118
7.6	Fazit . . . . .	120
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und offene Forschungsfragen</b>	<b>121</b>
	<b>Selbständigkeitserklärung</b>	<b>i</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>ii</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Typische Kennlinienvorhersage von Industriepumpen unterschiedlicher spezifischer Drehzahl $n_q$ . . . . .	2
1.2	Meridianschnitt einer Pumpe und Bezeichnung der Regionen . . . . .	4
2.1	Schematischer Meridianschnitt von Pumpen unterschiedlicher spezifischer Drehzahl	10
2.2	Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung in einer ausgebildeten Wandgrenzschicht	13
2.3	Schematische Grenzschichtströmung mit Ablösung . . . . .	17
2.4	Spiralgrundform und -querschnitt mit typischer Sekundärströmungsform . . . . .	21
2.5	Druckverteilung über den Spiralumfang für Pumpe mit $n_q = 33 \frac{1}{\text{min}}$ . . . . .	22
2.6	Betriebspunktabhängige Ablösung an der Spiralzunge . . . . .	24
2.7	Drei- und Vier-Schichten-Modell der Radseitenraumströmung für Regime IV . . . .	26
2.8	Strömungsregime im Radseitenraum . . . . .	27
2.9	Schematischer Meridianschnitt eines Dichtspaltes mit qualitativer Geschwindigkeitsverteilung . . . . .	30
2.10	Schematisches Modell der Dichtspaltströmung . . . . .	31
2.11	Geschwindigkeitsdreiecke mit und ohne Drall . . . . .	33
3.1	Räumliche Diskretisierung und Bezeichnungen . . . . .	41
3.2	Kontrollvolumen an einer Wand . . . . .	43
4.1	Schematischer Meridianschnitt der Versuchspumpe . . . . .	49
4.2	Vergleich zwischen gescannter und reproduzierter Gussoberfläche . . . . .	50
4.3	Beklebte Oberflächen zur Untersuchung der Rauheitswirkung . . . . .	51
4.4	Übersicht aller Messstellen der Versuchspumpe . . . . .	52
4.5	Prinzipieller Aufbau der Wandschubspannungswaage und Richtungsabhängigkeit des Messsignals . . . . .	53
4.6	Messfehler von Wandschubspannungswaagen infolge Einbaufehler . . . . .	55
4.7	Wirkrichtung des Druckgradientens auf den Schwimmer . . . . .	56
4.8	Projizierte Fläche des Schwimmers . . . . .	57
4.9	Unterteilung des numerischen Modells in separate Domains . . . . .	60
4.10	Detail der Grenzschichtauflösung beider Rechengitter an der Spiralzunge . . . . .	61
4.11	Abhängigkeit der Pumpenkennwerte von der räumlichen Diskretisierung . . . . .	63
4.12	Beispielhafte Geschwindigkeitsprofile einer Plattengrenzschicht . . . . .	65
4.13	Modellierungsfehler über Lauflänge einer Plattengrenzschicht . . . . .	65
5.1	Hydraulische Kenndaten der Versuchspumpe . . . . .	67
5.2	Modellierungsfehler in den Laufradkanälen . . . . .	69
5.3	Betriebspunktabhängige Verteilung des Modellierungsfehlers $f_m$ . . . . .	70
5.4	Anströmung der Spiralzunge . . . . .	71
5.5	Anstrichbild im Spiraldiffusor . . . . .	72

5.6	Richtungsänderung der Radialkomponente und Relativgeschwindigkeit im vorderen Radseitenraum . . . . .	73
5.7	Ablösung am Dichtspalteingang . . . . .	73
5.8	Betriebspunktabhängigkeit des simulierten Gesamtverlustes . . . . .	75
5.9	Simulierte Verluste in den Einzeldomains . . . . .	76
6.1	Instantane Strömung an der Spiralzunge bei Teillast . . . . .	80
6.2	Instantane Strömung an der Spiralzunge beim Bestpunkt . . . . .	80
6.3	Instantane Strömung an der Spiralzunge bei Überlast . . . . .	81
6.4	Bilanzierung der Radseitenraumströmung . . . . .	82
6.5	Kopplung der Spiralströmung . . . . .	82
6.6	Betriebspunktabhängige Bilanz von ein- und austretendem Volumenstrom . . . . .	84
6.7	Betriebspunktabhängige Druckverteilung über den Spiralumfang . . . . .	85
6.8	Lage der Druck- und LDA-Messstellen im vorderen Radseitenraum . . . . .	87
6.9	Umfangsgemittelte Druckverteilung in den Radseitenräumen . . . . .	87
6.10	Rotationsfaktor in den Radseitenräumen . . . . .	88
6.11	Ein- und austretende Volumenströme über die Bilanzebenen des vorderen Radseitenraums . . . . .	89
6.12	Druck- und $c_u$ -Verteilung im vorderen Radseitenraum bei $\dot{V}^* = 1,26$ . . . . .	90
6.13	Profil des Rotationsfaktors bei $\alpha = 355^\circ$ und $r^* = 0,95$ . . . . .	91
6.14	Schematische Darstellung der Radseitenraumströmung . . . . .	92
6.15	Verteilung der normierten Radialkomponente der Geschwindigkeit . . . . .	93
6.16	Richtungsänderung der Radialkomponente auf der Laufradseite . . . . .	94
6.17	Messort und Winkelbezeichnung der Wandschubspannungsmessung . . . . .	95
6.18	Richtungsabhängigkeit der Wandschubspannungsmessung . . . . .	96
6.19	Betriebspunktabhängiger Verlauf der Wandschubspannung . . . . .	96
6.20	Axiale Lage der Druckmessstellen auf der Gehäuseseite im Dichtspalt . . . . .	97
6.21	Volumetrischer Wirkungsgrad der Versuchspumpe . . . . .	97
6.22	Geschwindigkeitsprofile der Meridiankomponente und Ablösung am Dichtspalteingang . . . . .	98
6.23	Umfangsgemittelte Strömungsgrößen im Dichtspalt . . . . .	99
6.24	Druckverteilung auf Gehäusewand im Dichtspalt . . . . .	100
6.25	Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Saugmund . . . . .	101
6.26	Geschwindigkeitsprofile im Saugmund . . . . .	102
7.1	Betriebspunktabhängige Rauheitsregime . . . . .	105
7.2	Rauheitsfunktion verschiedener Oberflächen . . . . .	106
7.3	Einfluss der Rauheit auf die gemessenen hydraulischen Kenndaten . . . . .	107
7.4	Rauheitseinfluss auf die simulierten Verluste in den Einzeldomains . . . . .	108
7.5	Rauheitseinfluss auf die Verluste in der Spirale . . . . .	109
7.6	Qualitativer Rauheitseinfluss auf Strömungswinkel und Anströmung der Spiralzunge	110
7.7	Druckverteilung über den Spiralumfang bei hydraulisch rauen Wänden . . . . .	111
7.8	Rauheitseinfluss auf das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in der Symmetrieebene des Spiralgehäuses . . . . .	112
7.9	Rauheitseinfluss auf betriebspunktabhängige Bilanz von ein- und austretendem Volumenstrom . . . . .	113

7.10	Rauheitseinfluss auf den Rotationsfaktor der Kernströmung im vorderen Radseitenraum . . . . .	114
7.11	Rauheitseinfluss auf die umfangsgemittelte Druckverteilung im vorderen Radseitenraum . . . . .	115
7.12	Rauheitseinfluss auf die Umfangskomponente . . . . .	116
7.13	Rauheitseinfluss auf die Druckverteilung im vorderen Radseitenraum bei rauen Wänden . . . . .	117
7.14	Rauheitseinfluss auf die normierte $c_r$ -Verteilung . . . . .	117
7.15	Vergleich der umfangsgemittelten Strömungsgrößen im Dichtspalt bei glatten und rauen Wänden . . . . .	118
7.16	Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Saugmund bei rauen Wänden . . . .	119



# Tabellenverzeichnis

2.1	Einteilung der Rauheitsregime . . . . .	14
3.1	Modellkonstanten des SST-Turbulenzmodells . . . . .	40
4.1	Geometrische Kenndaten der Versuchspumpe . . . . .	49
4.2	Verwendeten Sensoren und systematische Messunsicherheit . . . . .	53
4.3	Messunsicherheit der Druckmessungen . . . . .	59
4.4	Kenndaten der Rechengitter . . . . .	60
4.5	Diskretisierungsfehler der Pumpenkennwerte . . . . .	63
5.1	Flächengewichteter Mittelwert des Modellierungsfehlers $f_m$ in verlustreichen Re- gionen . . . . .	69
6.1	Charakterisierung der Strömungskopplung . . . . .	83
7.1	Charakterisierung der Strömungskopplung bei hydraulisch rauen Wänden . . . . .	112

# Nomenklatur

## Abkürzungen

AR	Aspect Ratio
BE	Bilanzebene
BSL	Baseline-Turbulenzmodell
CC	Curvature Correction Model
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrich-Levy-Zahl
DNS	direkte numerische Simulation
Exp.	Experiment
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FVM	Finite-Volumen-Methode
GCI	Grid-Convergence-Index
GGI	General Grid Interface
LDA	Laser-Doppler-Anemometer
LR	low-Re-Methode
MEF	Mesh Expansion Factor
MEMS	Microelectromechanical Systems
MID	magnetisch-induktiver Durchflussmesser
PIV	Particle-Image-Velocimetry
RANS	Reynolds-averaged-Navier-Stokes-Equations
RSR	Radseitenraum
SAS	Scale-Adaptive Simulation Turbulenzmodell
SST	Shear-Stress-Transport Turbulenzmodell
WF	Wandfunktion

## Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
$A$	$\text{m}^2$	Fläche
$C$	1	Konstante des log. Wandgesetzes
$c$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeit im Absolutsystem
$c_f$	1	Reibungsbeiwert
$c_M$	1	dimensionsloser Drehmomentbeiwert
$c_p$	1	Druckbeiwert
$D$	m	Durchmesser
$D_h$	m	hydraulischer Durchmesser
$f_m$	1	Modellierungsfehler
$G$	1	dimensionslose axiale Spaltweite; $G = \frac{s_{ax}}{R_2}$
$g$	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Fallbeschleunigung
$H$	m	Förderhöhe
$I$	$\frac{\text{kg m}}{\text{s}}$	Impuls
$k$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$	turbulente kinetische Energie
Kn	1	Knudsen-Zahl
$k_{\text{rot}}$	1	Rotationsfaktor; $k_{\text{rot}} = \frac{c_u}{u}$
$k_s$	m	äquivalente Sandrauheit
$L$	$\frac{\text{kg m}^2}{\text{s}}$	Drehimpuls
$l$	m	Länge
$M$	N m	Drehmoment
$\dot{m}$	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenstrom
$n$	$\frac{1}{\text{min}}$	Drehzahl
$n_q$	$\frac{1}{\text{min}}$	spezifische Drehzahl
$P$	W	Leistung
$p$	Pa	Druck
$r^*$	1	dimensionsloser Radius; $r^* = \frac{r}{r_2}$
$r$	m	Radius
$R_a$	m	arithmetische Rauheitstiefe
Re	1	Reynolds-Zahl
$R_{rms}$	m	quadratisches Mittel der Rauheitstiefe
$R_z$	m	gemittelte Rauheitstiefe
$s$	m	Spaltweite
$S_{ij}$	$\frac{1}{\text{s}}$	Scherratentensor
$t$	s	Zeit

$Ta$	1	Taylor-Zahl
$u$	$\frac{m}{s}$	Umfangsgeschwindigkeit; $u = \Omega \cdot r$
$u_\tau$	$\frac{m}{s}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$u, v, w$	$\frac{m}{s}$	kartesische Geschwindigkeitskomponenten
$V$	$m^3$	Volumen
$\dot{V}$	$\frac{m^3}{s}$	Volumenstrom
$\dot{V}^*$	1	dimensionsloser Volumenstrom; $\dot{V}^* = \frac{\dot{V}}{\dot{V}_{BEP}}$
$w$	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit im Relativsystem
$x_{RSR}^*$	1	dimensionsloser Abstand von der Deckscheibe; $x_{RSR}^* = \frac{x_{RSR}}{s_{ax}}$
$x, y, z$	m	kartesische Koordinaten
$Y$	$\frac{m^2}{s^2}$	spezifische Förderarbeit

## Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\alpha$	°	Drehwinkel, Umschlingungswinkel der Spirale
$\beta$	$\frac{1}{s}$	Fluidwinkelgeschwindigkeit
$\delta$	m	Grenzschichtdicke
$\delta_{ij}$	1	Kronecker-Delta
$\varepsilon$	$\frac{m^2}{s^3}$	turbulente Dissipation
$\eta$	1	Wirkungsgrad
$\gamma$	°	Drehwinkel Wandschubspannungssensor
$\kappa$	1	von-Kármán Konstante
$\lambda$	1	Rohrreibungsbeiwert
$\mu$	$\frac{kg}{m \cdot s}$	dynamische Viskosität
$\nu$	$\frac{m^2}{s}$	kinematische Viskosität
$\Omega$	$\frac{1}{s}$	Winkelgeschwindigkeit
$\omega$	$\frac{1}{s}$	turbulente Dissipationsrate
$\rho$	$\frac{kg}{m^3}$	Dichte
$\tau$	Pa	Schubspannung
$\zeta$	1	Druckverlustbeiwert

## Hoch- und tiefgestellte Symbole

0	Position unmittelbar vor der Schaufeleintrittskante
1	Position unmittelbar nach der Schaufeleintrittskante
2	Position unmittelbar vor der Schaufelaustrittskante
3	Position unmittelbar hinter der Schaufelaustrittskante
4	Position unmittelbar vor dem Spiralgehäuseeintritt
<i>aus</i>	auswärts
<i>A</i>	Ausgang
<i>ax</i>	axial
BEP	Wert beim Bestpunkt
<i>DS</i>	Druckseite
<i>ein</i>	einwärts
<i>E</i>	Eingang
<i>i</i>	innen
<i>krit</i>	kritisch
<i>nutz</i>	nutzbar
<i>r</i>	radial
RR	Radreibung
<i>SS</i>	Saugseite
<i>Sp</i>	Spalt
<i>th</i>	theoretisch erreichbarer Wert
<i>tot</i>	total
<i>t</i>	turbulent
<i>u</i>	Umfangskomponente
<i>V</i>	Verlust
<i>v</i>	viskos
<i>vol</i>	volumetrisch
<i>w</i>	an der Wand
+	Größe normiert mit $u_\tau$ und $\nu$
'	Schwankungsanteil



# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung

Pumpen werden in hoher Stückzahl für eine Vielzahl von Anwendungen eingesetzt. Die Hersteller sind aufgrund von Gesetzes- und Marktanforderungen gezwungen, Pumpen hinsichtlich des Wirkungsgrades und des Strömungsverhaltens (z. B. das Schallemissions- und Kavitationsverhalten) zu verbessern. Bei der Verbesserung, der Neuentwicklung und der kundenspezifischen Anpassung sind Pumpenhersteller bestrebt, Strömungssimulationen einzusetzen. Dadurch können im Vergleich zum Einsatz von Prototypen Entwicklungskosten und -zeiten reduziert werden. Des Weiteren kann unter Zuhilfenahme von Strömungssimulationen ein tieferes Verständnis der Strömung gewonnen werden, welches schließlich eine gezielte Verbesserung ermöglicht.

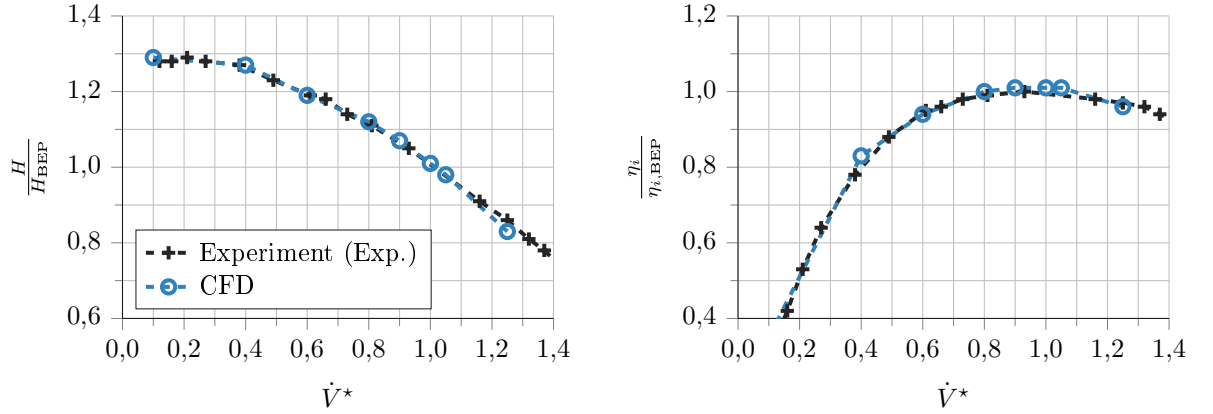
Die konstruktive Ausführung einer Pumpe wird durch die spezifische Drehzahl  $n_q$  charakterisiert. Diese ist definiert als

$$n_q = n \cdot \left( \frac{\dot{V}_{\text{BEP}}}{1 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left( \frac{H_{\text{BEP}}}{1 \text{ m}} \right)^{-\frac{3}{4}} . \quad (1.1)$$

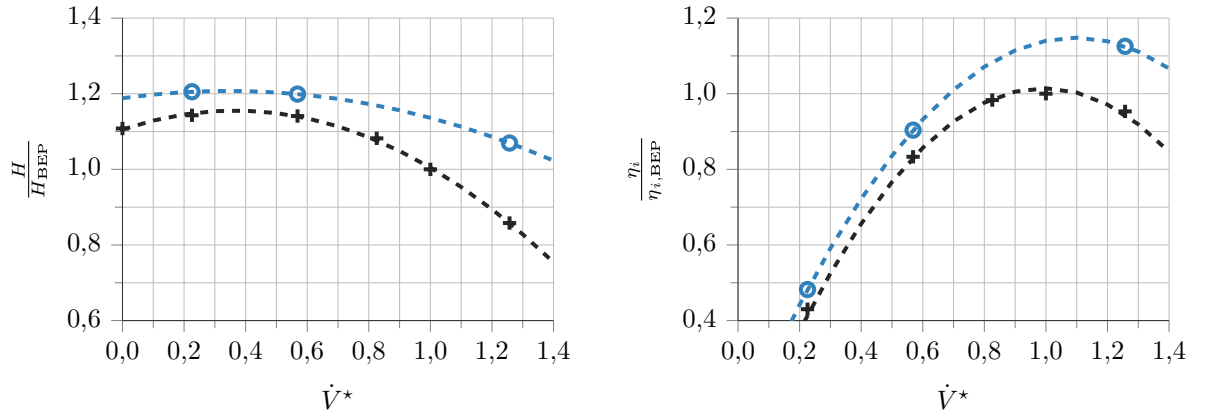
In Gleichung 1.1 bezeichnet  $n$  die Laufraddrehzahl,  $\dot{V}$  den Volumenstrom und  $H$  die Förderhöhe der Pumpe im Betriebspunkt größten Wirkungsgrades (Bestpunkt, BEP). Der innere Wirkungsgrad einer Pumpe beschreibt den Quotienten der nutzbaren hydraulischen Leistung und der zugeführten Wellenleistung

$$\eta_i = \frac{P_{\text{nutz}}}{P_i} = \frac{\rho g H \dot{V}}{\Omega M} . \quad (1.2)$$

In Abbildung 1.1 sind exemplarisch die gemessenen und simulierten hydraulischen Kenndaten bei verschiedenen Betriebspunkten  $\dot{V}^* = \frac{\dot{V}}{\dot{V}_{\text{BEP}}}$  von zwei Industripumpen unterschiedlicher spezifischer Drehzahl gegenübergestellt. Für viele Pumpenbauarten mit einer spezifischen Drehzahl  $n_q > 15 \frac{1}{\text{min}}$  stimmen die berechneten Kennlinien mit experimentellen Ergebnissen überein, wenn die zur Zeit üblichen Simulationsmethoden eingesetzt werden (siehe Abb. 1.1a). Infolgedessen hat sich der Einsatz von Strömungssimulationen im Entwicklungsprozess etabliert.



(a)  $n_q = 33 \frac{1}{\text{min}}$ , Daten aus [WILO SE, 2015]



(b)  $n_q = 10 \frac{1}{\text{min}}$ , Daten aus [Juckelandt u. Wurm, 2013]

Abb. 1.1: Typische Kennlinienvorhersage von Industriepumpen unterschiedlicher spezifischer Drehzahl  $n_q$

Bei industriellen Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl  $n_q$ , also  $8 \frac{1}{\text{min}} \leq n_q \leq 15 \frac{1}{\text{min}}$ , weichen die berechneten hydraulischen Kenndaten zum Teil erheblich von experimentellen Vergleichswerten ab (siehe Abb. 1.1b). Zwei wesentliche Abweichungen werden häufig beobachtet:

1. Die Lage des höchsten Wirkungsgrades tritt bei einem etwa 10 % bis 30 % höherem Volumenstrom auf.
2. Der Wirkungsgrad  $\eta_i$  und die Förderhöhe  $H$  liegen in den Simulationen stets über den Messwerten.

Die fehlerhafte Überschätzung deutet darauf hin, dass nicht alle real auftretenden Verluste in den Simulationen abgebildet werden. Aus Untersuchungen ist bekannt, dass Reibungsverluste beim Betrieb von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl im Bestpunkt dominant sind und dass diese durch Rauheitseffekte beeinflusst werden können.



Aufgrund der komplexen Strömung in Pumpen liegen bei Betrieb außerhalb des Bestpunktes bisher nur unzureichende Erkenntnisse über die auftretenden Strömungsvorgänge, deren gegenseitige Wechselwirkung und die einhergehenden Verluste vor. Daher ist die Ursache der betriebspunktabhängigen Abweichung der numerisch gewonnenen Kenndaten unklar.

Mögliche Ursachen der Abweichung stellen die in Simulationen bisher weitgehend vernachlässigte Wirkung hydraulisch rauer Wände oder deren fehlerhafte Modellierung dar.

Aufgrund der dargelegten Situation muss bei der Entwicklung von Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl gegenwärtig oft auf den Einsatz von Strömungssimulationen verzichtet werden. Im Vergleich zu anderen Pumpenbauarten entstehen dadurch höhere Entwicklungskosten und längere Entwicklungszeiten. Außerdem ist eine gezielte Verbesserung der Strömung zum Erreichen eines höheren Wirkungsgrades, zur Verminderung der Schallemission, zur Reduktion von Kavitation und anderer Gesichtspunkte nicht möglich.

## 1.2 Ziele

Aus der Problemstellung lassen sich Ziele ableiten, die im Rahmen dieser Arbeit erreicht werden sollen.

1. Erarbeitung einer Methodik zur Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl unter Berücksichtigung der Rauheitswirkung und anderer dominanter Verlustursachen.
2. Vertiefung der Kenntnisse der strömungsmechanischen Vorgänge und Verlustmechanismen in den relevanten Regionen einer Pumpe kleiner spezifischer Drehzahl.
3. Erforschung des Einflusses von realistischer Oberflächenrauheit auf die Strömung und Verluste der Pumpe.

Das Erreichen der Ziele kann bei der Entwicklung von Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl zu einer Reduktion der Kosten und Zeiten beitragen. Weiterhin erlaubt die verlässliche Simulation der Pumpenströmung eine gezielte Optimierung hinsichtlich höherer Wirkungsgrade.

## 1.3 Lösungsweg

Zur Erarbeitung einer Methodik zur Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl wird ein dreidimensionales Modell einer Versuchspumpe erstellt. Es werden instationäre Strömungssimulationen mit dem kommerziellen Solver *ANSYS CFX* durchgeführt. Die turbulente Strömung wird mit dem RANS-Verfahren berechnet, wobei das SST-Turbulenzmodell eingesetzt wird. Der Einfluss der Grenzschichtmodellierung auf die berechneten Verluste und das Strömungsfeld wird

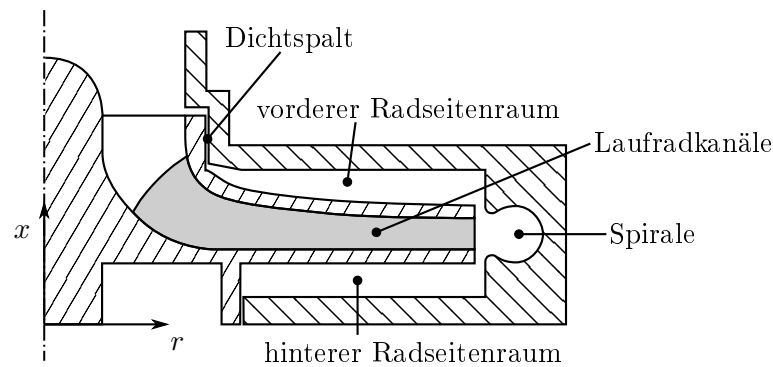


Abb. 1.2: Meridianschnitt einer Pumpe und Bezeichnung der Regionen

durch Variation der Grenzschichtdiskretisierung untersucht. Zur Bestimmung des Modellierungsfehlers von Wandbehandlungsmodellen, die auf dem logarithmischen Wandgesetz basieren, wird eine neue Analyseverfahren entwickelt und angewendet. Zusätzlich wird der räumliche Diskretisierungsfehler analysiert. Damit erfolgt eine Betrachtung der numerischen Hauptfehlerquellen und deren Auswirkung auf die eingangs beschriebenen Abweichungen der Simulationsergebnisse. Die numerischen Ergebnisse werden anhand der Messdaten validiert und die Abbildung der Verluste evaluiert. Hierbei erlaubt insbesondere die direkte Wandschubspannungsmessung die Bewertung des verwendeten Wandbehandlungsmodells für hydraulisch glatte Wände. Die Abbildbarkeit der Rauheitswirkung wird mit der im Solver verfügbaren Methode geprüft.

Um die Kenntnisse der strömungsmechanischen Vorgänge und Verlustmechanismen in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl zu vertiefen, wird die Strömung einer Versuchspumpe experimentell und numerisch untersucht. Durch eine Literaturrecherche werden dazu vorab die relevanten Regionen und die dominanten Verlustursachen in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl identifiziert. Es wird herausgearbeitet, dass Reibungsverluste über den gesamten Betriebsbereich einen hohen Anteil an den Einzel- und dem Gesamtverlust haben. Sie treten größtenteils in der Spirale und in den Radseitenräumen auf (siehe Abb. 1.2 für Bezeichnungen). Reibungsverluste werden zusätzlich erhöht, wenn die überströmten Wände hydraulisch raues Verhalten verursachen.

Die Dichtspaltströmung wird in der Literatur für Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl zwar nicht als maßgebliche Verlustquelle benannt, jedoch beeinflusst sie die Radseitenraumströmung und die Höhe des Dichtspaltvolumenstroms maßgeblich. Daher ist die Betrachtung der Dichtspaltströmung auch Teil der Untersuchung.

Für die Experimente sind ein Prüfstand nach DIN EN ISO 9906 und eine Versuchspumpe zu konstruieren und zu realisieren. Alle benetzten Oberflächen der Versuchspumpe werden poliert, um hydraulisch glattes Verhalten zu erzielen. Dadurch kann der Rauheitseinfluss später gesondert untersucht werden. Der hydraulische Teil der Versuchspumpe wird auf Grundlage einer industriellen Serienpumpe ausgeführt. Die Versuchspumpe wird so gestaltet, dass der messtechnische

Zugang für Druck-, Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsmessungen an mehreren Orten möglich ist.

Zur Untersuchung der strömungsmechanischen Vorgänge und zur Validierung der Strömungssimulationen sind die hydraulischen Kenndaten der Pumpe und die Strömung der Versuchspumpe in den relevanten Regionen zu vermessen. Die Strömungscharakterisierung und die Bewertung der im Radseitenraum auftretenden Verluste erfolgt durch Geschwindigkeits-, räumlich hoch aufgelöste Druck-, und direkte Wandschubspannungsmessungen. Durch Erfassung der Druckverteilung im Dichtspalt können die Drosselwirkung und die Kopplung mit der Radseitenraumströmung bestimmt werden. Weiterhin dienen Geschwindigkeitsmessungen am Dichtspaltausgang zur Beschreibung des durch die Spaltströmung in den Saugmund eingebrachten Vordralls. Zur Charakterisierung der Spiralströmung und deren Wechselwirkung mit der Strömung in den Radseitenräumen ist die Druckverteilung über den Spiralumfang zu messen.

Während zur experimentellen Bestimmung der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in Pumpen bereits etablierte Messverfahren existieren, wird im Rahmen dieser Arbeit erstmalig ein direktes Verfahren zur Wandschubspannungsmessung in Pumpen umgesetzt. Die Wandschubspannungsmessung ermöglicht die unmittelbare Überprüfung der verwendeten Wandbehandlungsmodelle, welche einen erheblichen Einfluss auf die Vorhersagegenauigkeit von Strömungssimulationen besitzen. Zusätzlich erlaubt die hohe räumliche Auflösung der Druckmessungen die Analyse der Wechselwirkung der Strömung in den verlustreichen Regionen mit einem bisher unerreichten Detailgrad.

Der Einfluss von der Wandrauheit auf die Kenndaten und das Strömungsfeld wird durch Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit der benetzten Wände des vorderen Radseitenraums und der Spirale von hydraulisch glatt zu hydraulisch rau erforscht. Für die experimentelle Analyse des Rauheitseinflusses ist ein Verfahren zur Erzeugung von Oberflächenrauheiten zu entwickeln und umzusetzen. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen in Pumpen von [z. B. Münch, 1999; Tamm, 2002] soll die Rauheit eine realitätsnahe Oberflächentopographie aufweisen, damit die Übertragbarkeit der Ergebnisse in die Praxis gewährleistet ist. Hierfür wird ein Verfahren entwickelt, dass die hochgenaue Anfertigung einer Oberflächenreplik von rauen Oberflächen auf selbsthaftenden Kunststofffolien ermöglicht. Das Verfahren ist reproduzierbar, hält den Belastungen im Pumpenbetrieb stand und gestattet die Rückführung der modifizierten Oberflächen auf den hydraulisch glatten Ausgangszustand. Die oben vorgestellte Versuchsreihe wird mit hydraulisch rauen Wänden wiederholt. Der Rauheitseinfluss auf die Strömung und die auftretenden Verluste wird durch Vergleich der Mess- und Simulationsdaten herausgearbeitet.

## 2 Stand der Forschung

### 2.1 Strömungssimulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl

Die Verwendung numerischer Simulationen für verschiedene Fragestellungen in Turbomaschinen ist vielfach publiziert. Forschungsergebnisse über den Einsatz von Strömungssimulationen in Pumpen niedriger spezifischer Drehzahl wurden dahingegen aber nur vereinzelt veröffentlicht. Die chronologische Vorstellung wesentlicher Veröffentlichungen gibt eine Übersicht über derzeit verwendete Methoden und die Genauigkeit der erzielten Ergebnisse.

[Zhu u. a., 2012] untersuchten an einer gusseisernen Industriepumpe mit Kunststofflaufrad ( $n_q = 16 \frac{1}{\text{min}}$ ) Druckpulsationen und Körperschwingungen mit Reynolds-averaged-Navier-Stokes-Equations (RANS)-Simulationen. Zur Turbulenzmodellierung wurde das Shear-Stress-Transport Turbulenzmodell (SST) verwendet und den Wänden der Pumpe wurde eine äquivalente Sandrauheit zugeordnet. Die Rotor-Stator-Kopplung wurde sowohl stationär mit der Frozen-Rotor-Methode als auch instationär betrachtet. Die Rechnungen wurden auf einem vollständigen, dreidimensionalen Rechengitter der Pumpe mit  $2,9 \times 10^6$  Hexaeder-Elementen durchgeführt.

Der berechnete Wirkungsgrad fällt bei Zhu u. a., unabhängig von der gewählten Rotor-Stator-Kopplung und des Betriebspunktes, zu hoch aus: Mit instationärer Kopplung beträgt die relative Abweichung des Wirkungsgrades von  $\dot{V}^* = 0,4$  bis  $1,0$  etwa 10 %. Bei Überlast nimmt die Überschätzung dann weiter zu und erreicht ab  $\dot{V}^* \geq 1,3$  Werte über 18 %. Als Ursache für diese Abweichungen vermuten die Autoren das gewählte Turbulenzmodell und die numerische Modellierung hydraulisch rauer Oberflächen.

[Wang u. Wang, 2012] untersuchten den Einfluss mehrerer Wirbelviskositätsmodelle zur Turbulenzmodellierung auf die stationären Simulationsergebnisse einer Pumpe mit  $n_q = 14 \frac{1}{\text{min}}$ . Das dreidimensionale Rechengitter besteht aus  $3 \times 10^5$  Elementen und diskretisiert das Laufrad und das Spiralgehäuse, nicht aber die Radseitenräume. Im Teillastbetrieb ( $\dot{V}^* = 0,7$ ) wird das Antriebsmoment unabhängig vom Turbulenzmodell um 6 % bis 9 % unterschätzt, während die Vorhersage der Förderhöhe mit den Messdaten übereinstimmt. Folglich wird der Wirkungsgrad um 6 % bis 11 % zu hoch berechnet. Im Bestpunkt- und Überlastbetrieb ( $\dot{V}^* = 1,0$  bis  $1,3$ ) werden sowohl der Druckaufbau als auch das Antriebsmoment jeweils um etwa 5 % überschätzt. Bei der Wirkungsgradbestimmung kompensieren sich die beiden Fehler dann und die Abweichung

zum Experiment beträgt bis zu 3 %. Wesentliche Abweichungen des berechneten Wirkungsgrades treten schließlich abhängig vom Turbulenzmodell mit zunehmender Überlast auf: Bei  $\dot{V}^* = 1,7$  beträgt die kleinste Abweichung 13 % mit dem SST-Modell und die größte Abweichung 50 % mit dem  $k$ - $\varepsilon$ -Modell.

[Benigni u. a., 2012] führten zur Untersuchung des Kennlinienverhaltens einer Industriepumpe mit Doppelspirale ( $n_q = 15,7 \frac{1}{\text{min}}$ ) instationäre Berechnungen mit dem Scale-Adaptive Simulation Turbulenzmodell (SAS) auf einem dreidimensionalen Rechengitter ( $1,7 \times 10^6$  Knoten) der vollständigen Pumpe durch. Die Berücksichtigung von Rauheitseffekten ist nicht dokumentiert. Der berechnete Wirkungsgrad liegt bei Teillast ( $\dot{V}^* = 0,7$ ) etwa 6 % über den Messergebnissen. Im Bestpunkt wird er um 4 % über- und bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,3$ ) um 5 % unterschätzt. Die berechnete Förderhöhe weist vergleichbare Abweichungen auf.

[Limbach u. a., 2014] untersuchten am Beispiel einer Industriepumpe mit  $n_q = 12 \frac{1}{\text{min}}$  die Genauigkeit numerischer Verfahren bei der Vorhersage hydraulischer Kenndaten und des Kavitationsverhaltens. Das Rechengitter bildet die gesamte Pumpe einschließlich der Radseitenräume mit  $2,1 \times 10^6$  Knoten ab. In stationären und instationären Simulationen wurde die Turbulenz mit dem SST-Modell abgebildet. Die Wände wurden als hydraulisch glatt angenommen.

Die simulierten hydraulischen Kennwerte weichen von den Messdaten ab: Die Wellenleistung wird bei allen simulierten Betriebspunkten unterschätzt – im Bestpunkt beträgt die Abweichung 13 %. Die Förderhöhe wird mit steigendem Volumenstrom zunehmend überschätzt und liegt bei  $\dot{V}^* = 1,3$  21 % oberhalb der Messwerte. Der berechnete Wirkungsgradverlauf zeigt die in Abbildung 1.1b dargestellte Charakteristik und fällt bei Überlast etwa 50 % höher als der Messwert aus. Als mögliche Ursachen für die Abweichungen führen Limbach u. a. die ungenügende räumliche Diskretisierung, die Turbulenzmodellierung, Abweichungen zwischen realer und simulierter Geometrie sowie die Vernachlässigung der Wandrauheit an.

Anhand dieser Veröffentlichungen wird das bisher übliche Vorgehen bei Strömungssimulationen von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl deutlich. Die Simulationen erfolgen mit dem RANS-Verfahren und zur Modellierung der Turbulenz werden vorwiegend Wirbelviskositätsmodelle eingesetzt<sup>1</sup>. Bei einer räumlichen Diskretisierung der Modelle mit 1 bis 2 Millionen Elementen wird die Grenzschichtströmung durch Wandfunktionen modelliert. Die Wände werden bis auf eine Ausnahme als hydraulisch glatt angenommen.

Bei allen veröffentlichten Ergebnissen werden Abweichungen zum Experiment festgestellt, die im Vergleich zu Pumpen höherer spezifischer Drehzahl in diesem Ausmaß untypisch sind. Der bisher verfolgte Ansatz zur Strömungssimulation ist daher nicht geeignet, alle relevanten Verluste in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl abzubilden.

<sup>1</sup>Bei Pumpen mit höherer spezifischer Drehzahl wurden hingegen bereits skalenauflösende Verfahren erprobt (vgl. [Feng u. a., 2010]).

Im Rahmen dieser Arbeit entstanden mehrere internationale Veröffentlichungen zur Strömung in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl am Beispiel einer Versuchspumpe mit  $n_q = 13,4 \frac{1}{\text{min}}$ . In [Juckelandt u. a., 2015] wird der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die hydraulischen Kenndaten untersucht. Die Oberflächenrauheit der Versuchspumpe wurde dafür abschnittsweise zwischen hydraulisch glatt und hydraulisch rau variiert. Es wird experimentell nachgewiesen, dass durch den Rauheitseinfluss die Verluste signifikant ansteigen und der Wirkungsgrad absinkt. Für die Konfiguration mit hydraulisch glatten Wänden wurden instationäre Strömungssimulationen mit dem SST-Modell durchgeführt, wobei die Wandgrenzschichten mit einer Wandfunktion modelliert wurden. Aus den Simulationen geht hervor, dass die größten Verluste in der Spirale und den Radseitenräumen auftreten. Obwohl die numerischen Ergebnisse in den Radseitenräumen und am Spiraleintritt gute Übereinstimmungen mit den Messwerten aufweisen, weichen die hydraulischen Kenndaten bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,26$ ) um 7 Prozentpunkte vom Experiment ab. Als mögliche Ursache wurde die Grenzschichtmodellierung durch Wandfunktionen in Betracht gezogen.

Die Anwendbarkeit des logarithmischen Wandgesetzes zur Modellierung der Grenzschichtströmung in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl ist Gegenstand der Untersuchungen von [Juckelandt u. Wurm, 2015]. Hierfür wurden Simulationen mit hydraulisch glatten Wänden durchgeführt, bei denen die Wandgrenzschichtströmung entweder berechnet oder mit dem logarithmischen Wandgesetz als Wandfunktion modelliert wurden. Durch die Auflösung der Grenzschichtströmung kann eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen hydraulischen Kenndaten und dem Strömungsfeld der Versuchspumpe erzielt werden. Weiterhin wird eine Methode zur Bestimmung des Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes vorgestellt und auf die Pumpenströmung mit hydraulisch glatten Wänden angewendet. Juckelandt u. Wurm zeigen, dass lokal große Modellierungsfehler auftreten und die Genauigkeit der Vorhersage negativ beeinflussen. Eine besonders große Auswirkung besitzt hierbei der Modellierungsfehler im Bereich der Spiralzunge, wo die Strömung bei Teil- und Überlastbetrieb ablösen kann. Es wird gezeigt, dass die berechneten Verluste und hydraulischen Kenndaten besonders fehlerhaft sind, wenn diese Ablösung nicht in der Simulation abgebildet wird.

In [Juckelandt u. Wurm, 2016] wird das Strömungsfeld der Pumpe mit experimentellen und numerischen Methoden untersucht. Dabei wurde zur Charakterisierung und Validierung der berechneten Grenzschichtströmung erstmals die Wandschubspannung in einer Pumpe mit einer direkten Methode gemessen. Aus der Strömungsuntersuchung geht hervor, dass die Strömung zwischen den einzelnen Bereichen stark gekoppelt ist. Dabei beeinflusst insbesondere die Umströmung der Spiralzunge die gesamte Pumpenströmung und verursacht ein asymmetrisches Strömungsfeld. Anhand der Strömungsanalyse werden die lokalen strömungsmechanischen Ursachen für den Modellierungsfehler des logarithmischen Wandgesetzes herausgearbeitet und dessen Auswirkung auf das berechnete Strömungsfeld und die simulierten hydraulischen Kenndaten aufgezeigt. Darauf aufbauend wird ein Leitfaden für die Simulation von Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl vorgestellt.

## 2.2 Dominante Verluste in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl

Für die Diskussion von Verlusten in Pumpen gibt es in der Fachliteratur keine einheitliche Konvention hinsichtlich der verwendeten Definition und Nomenklatur. In dieser Arbeit werden nach [Denton, 1993] alle Strömungsmechanismen als Verluste bezeichnet, die den Wirkungsgrad einer Turbomaschine durch Entropieproduktion vermindern. Verluste entstehen demnach durch dissipative Vorgänge beim turbulenten oder viskosen Impulsaustausch zwischen benachbarten Fluidschichten. Nach [Leder, 1992] treten in Scherschichten besonders hohe Verluste auf. Scherschichten beschreiben Bereiche mit großen Geschwindigkeitsgradienten und werden in anliegende Wandgrenzschichten und freie Scherschichten unterteilt. Die Verluste in Wandgrenzschichten werden insbesondere durch die Oberflächenrauheit beeinflusst: nach [Moody u. Princeton, 1944] steigt der Druckverlust einer Rohrströmung bei konstanter Reynolds-Zahl durch Rauheitseffekte um den Faktor zwei bis sechs an.

In Pumpen tritt eine Vielzahl unterschiedlicher Strömungsphänomene auf und verursacht Verluste. Die komplexe Strömung ist von dreidimensionalen, reibungsbehafteten und instationären Vorgängen geprägt, die sich gegenseitig beeinflussen. Das Beispiel der Laufradströmung zeigt dies eindrücklich: In den Schaufelkanälen bilden sich Wandgrenzschichten aus, deren Entwicklung von der Umströmung der Eintrittskanten, der Einlaufströmung, von Effekten durch Beschleunigung und Verzögerung sowie Rauheitseffekten abhängig ist. Zusätzlich beeinflussen Rotations- und Stromlinienkrümmungseffekte die gesamte Strömung und bewirken unter anderem Sekundärströmungen<sup>2</sup>. Das Auftreten, die gegenseitige Beeinflussung und der Einfluss der genannten Phänomene variiert mit dem Betriebspunkt, der konstruktiven Ausführung sowie den Einbaubedingungen.

Zur Beschreibung der Strömung, Abschätzung der hydraulischen Kenndaten und Analyse von Verlusten wurden für Pumpen in der Vergangenheit eine Reihe potentialtheoretischer Modelle entwickelt. Durch Separation der Pumpenströmung in Einzelströmungen wurde dabei angestrebt, relevante Strömungsvorgänge zu identifizieren [siehe z. B. Gülich, 2014; Lauer u. Stoffel, 1994; Li u. a., 2014; Tamm, 2002; Thanapandi u. Prasad, 1990]. Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, werden zunehmend auch numerische Verfahren genutzt, die auf der Lösung der RANS-Gleichungen basieren. Bei beiden Ansätzen kommen zur Beschreibung einzelner Strömungsvorgänge eine Vielzahl von Untermodellen und Korrekturansätzen zum Einsatz. Dies betrifft beispielsweise bei potentialtheoretischen Modellen die Berücksichtigung von Reibung und bei RANS-Verfahren die Modellierung der Turbulenz.

---

<sup>2</sup>Der Begriff der Sekundärströmung wird häufig bei der Beschreibung komplexer dreidimensionaler Strömungen verwendet, um die Überlagerung einer angenommenen Haupt- oder Grundströmung mit einer quervergerichteten Strömung zu beschreiben [vgl. Hambrecht, 1998; Herwig u. a., 2005]

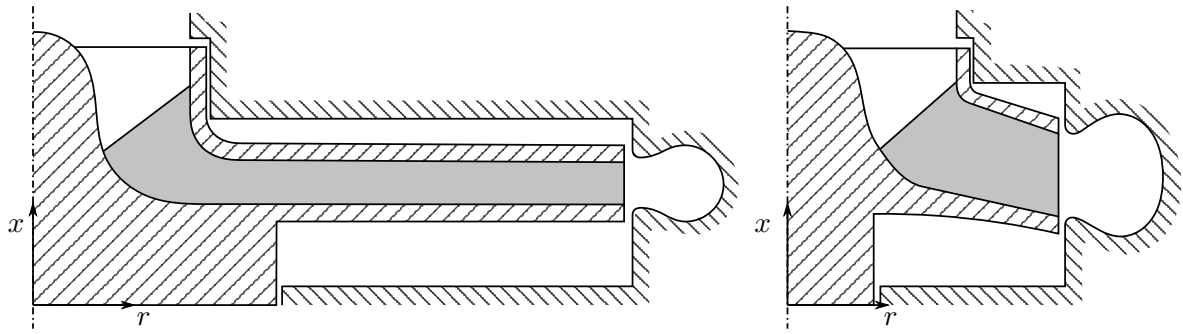


Abb. 2.1: Schematischer Meridianschnitt von Pumpen unterschiedlicher spezifischer Drehzahl; l.:  $n_q = 10 \frac{1}{\text{min}}$ , r.:  $n_q = 50 \frac{1}{\text{min}}$

Häufig wird die Gültigkeit der zugrunde liegenden Modellannahmen bei der realen Pumpenströmung aber verletzt. Kommt es dadurch zu Abweichungen der vorhergesagten Strömung von der Realität, so ist die Ursache aufgrund der komplexen Strömung in der Regel nicht bekannt. So kann alleine die Wandgrenschichtströmung durch Einlaufvorgänge, Transition, Oberflächenrauheiten, Stromlinienkrümmung, Ablösung und die Reynolds-Zahl beeinflusst werden.

Dies erschwert die Analyse der auftretenden Verluste und schränkt die Anwendbarkeit der verwendeten Modelle ein. Mit potentialtheoretischen Methoden können in Abhängigkeit des Detailgrads der Ansätze daher oftmals nur für wenige Betriebspunkte – zumeist den Bestpunkt – Vorhersagen der gemittelten Strömung und integraler Größen für bestimmte konstruktive Ausführungen getroffen werden. Eine vertiefte Strömungsanalyse für beliebige Betriebspunkte und Geometrien ist über die Modellgrenzen hinaus nicht möglich.

Die spezifische Drehzahl  $n_q$  dient als Kennzahl für die konstruktive Gestaltung einer Pumpe. Es ist bekannt, dass die Größe und Verteilung der auftretenden Verluste neben der fertigungstechnischen auch von der konstruktiven Ausführung der hydraulischen Teile beeinflusst werden. In Abbildung 2.1 sind Meridianschnitte von Pumpen mit mittlerer und niedriger spezifischer Drehzahl gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt, dass bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl die Laufradkanäle und Radseitenräume verhältnismäßig lang und schmal sind und dass die Spiralquerschnitte enger gestaltet werden. Durch die große radiale Erstreckung der Laufschaufeln erzeugen Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl bei einem gegebenen Volumenstrom eine größere Förderhöhe. Sie werden für eine Vielzahl unterschiedlicher Anwendungen benötigt und vermehrt z. B. in der Prozess- und Abwasserindustrie eingesetzt. Gegenüber mit Pumpen mittlerer spezifischer Drehzahl treten jedoch höhere Verluste auf, sodass der maximal erreichbare Wirkungsgrad etwa um 10 % niedriger ausfällt [Tamm, 2002].

Aus der Literatur sind Arbeiten zu den dominanten Verlustursachen und den Regionen mit hohen Verlusten bekannt. [Münch, 1999] untersuchte experimentell den erreichbaren Wirkungsgrad



von Pumpen am Beispiel einer Versuchspumpe mit  $n_q = 12 \frac{1}{\text{min}}$ . Ziele der Untersuchung waren die Ausnutzung des vorhandenen Wirkungsgradpotenzials der Versuchspumpe mit konstruktiven und fertigungstechnischen Mitteln sowie die experimentelle Aufspaltung des Gesamtwirkungsgrades in verschiedene Teilwirkungsgrade. In Rahmen der Arbeiten wurde eine Variation der Dichtspaltweite, der Axialschubentlastung und der Oberflächenrauheit durchgeführt. Experimentell wurden die hydraulischen Kenndaten, das mechanische Reibungsmoment, die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in den Radseitenräumen sowie das Geschwindigkeitsprofil am Spiraleintritt erfasst. Münch zeigt, dass der Wirkungsgrad von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl durch die Wirkung hydraulisch rauer Wände um etwa 9 % sinkt und stellt heraus, dass dabei die Reibungsverluste im Spiralgehäuse dominant sind.

[Gülich, 2003a] befasste sich mit der Abschätzung der Radreibung in Turbomaschinen mit geschlossenen Laufrädern. Die Radreibung ergibt sich aus dem Integral der Wandschubspannung an den Laufradaußenflächen in den Radseitenräumen und wird in der Literatur als Maß für die auftretenden Reibungsverluste interpretiert. Gülich gibt an, dass bei Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl die Leistung zur Überwindung der Radreibung etwa der Hälfte der Nutzleistung  $P_{\text{nutz}}$  entspricht. Im Gegensatz dazu beträgt dieser Wert bei Pumpen mit mittlerer spezifischer Drehzahl lediglich etwa 5 %.

Den Einfluss der Rauheit und der Reynolds-Zahl auf den Wirkungsgrad diskutiert [Gülich, 2003b] und stellt einen empirischen Ansatz zur Wirkungsgradaufwertung geometrisch ähnlicher Pumpen vor. Aus einer Bewertung der auftretenden Einzelverluste geht hervor, dass Reibungsverluste durch raue Wände erhöht werden und mit sinkender spezifischer Drehzahl an Bedeutung gewinnen. Hierbei fallen die Rauheitseffekte in der Spirale höher als in den Laufradkanälen aus. Neben den Reibungsverlusten und der Radseitenreibung werden bei diesem Pumpentyp auch den mit der Dichtspaltströmung verbundenen Verlusten eine maßgebliche Rolle zugeschrieben. Gülich stellt fest, dass die Skalierung von Rauheitseffekten unsicherheitsbehaftet ist, da die Bestimmung der Rauheitshöhe sowie der äquivalenten Sandrauheit ungenau ist (Schwankung um den Faktor 10). Außerdem können aufgrund unterschiedlicher Strömungsverhältnisse und Rauheitsverteilungen in Pumpen lokal verschiedene Rauheitseffekte auftreten, die durch ein globales Modell nicht abbildbar sind.

Die vorgestellten Untersuchungen zeigen, dass in einstufigen Pumpen niedriger spezifischer Drehzahl Reibungsverluste in Wandgrenschichten als dominante Verlustart erachtet werden und dass diese durch die Wirkung hydraulisch rauer Oberflächen maßgeblich beeinflusst und verstärkt werden. Es ist aber nicht bekannt, welche lokalen Rauheitsregime in Serienpumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl zu erwarten sind. Räumlich werden die meisten Strömungsverluste den Radseitenräumen und dem Spiralgehäuse zugeordnet.

## 2.3 Modellierung der Wandgrenzschichtströmung

Wie eingangs erwähnt, tragen Reibungsverluste in den Wandgrenzschichten bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl maßgeblich zum Gesamtverlust bei. Daher ist die Modellierung der Grenzschichtströmung bei der Strömungssimulation sehr wichtig. In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die Modellierung von Wandgrenzschichten behandelt.

Aufgrund der Haftbedingung bildet sich an festen Wänden eine turbulente Wandgrenzschicht mit hohen Gradienten aus. Die dort auftretenden Verluste sind ausschließlich reibungsbedingt und hängen von der Scherspannung  $\tau(y)$  ab. Die Scherspannung  $\tau(y)$  setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Im ebenen Fall gilt

$$\tau(y) = \underbrace{\rho\nu \frac{du}{dy}}_{\text{viskos}} - \underbrace{\rho u'v'}_{\text{turbulent}} . \quad (2.1)$$

An der Wand wird die Scherspannung als Wandschubspannung

$$\tau(y=0) = \tau_w \quad (2.2)$$

bezeichnet. Die Wandschubspannung beschreibt die Amplitude der Scherspannung und kann bei einer ebenen Plattenumströmung mit der ungestörten Freistromgeschwindigkeit  $u_\infty$  und der mit der Lauflänge  $x$  gebildeten Reynolds-Zahl  $\text{Re}_x = \frac{u_\infty x}{\nu}$  in dimensionsloser Form ausgedrückt werden:

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} u_\infty^2} = f(\text{Re}_x) . \quad (2.3)$$

Für laminare und turbulente Plattengrenzschichten über sowohl hydraulisch glatte als auch hydraulisch raue Wände sind Funktionen zur Bestimmung der Wandschubspannung  $\tau_w$  bekannt.

Turbulente Wandgrenzschichten können anhand des viskosen und turbulenten Scherspannungsanteils in eine innere und äußere Schicht unterteilt werden: In der wandnahen, inneren Schicht ( $\frac{y}{\delta} < 0,1$ ) wird die Schubspannung durch die viskose Reibung dominiert, während in der wandfernen, äußeren Schicht ( $y^+ > 50$ ) der turbulente Anteil überwiegt. Beide Schichten können in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl noch weiter unterteilt werden [siehe Pope, 2000]. In Abbildung 2.2 ist der Geschwindigkeitsverlauf einer ausgebildeten, turbulenten Grenzschicht aufgetragen, wie er typischerweise bei einer ebenen Platten- oder Rohrströmung vorkommt. In der von viskosen Effekten dominierten Unterschicht (US) nimmt die Geschwindigkeit linear mit dem Wandabstand zu. Es gilt in dimensionsloser Schreibweise

$$u^+ = y^+ \quad (2.4)$$

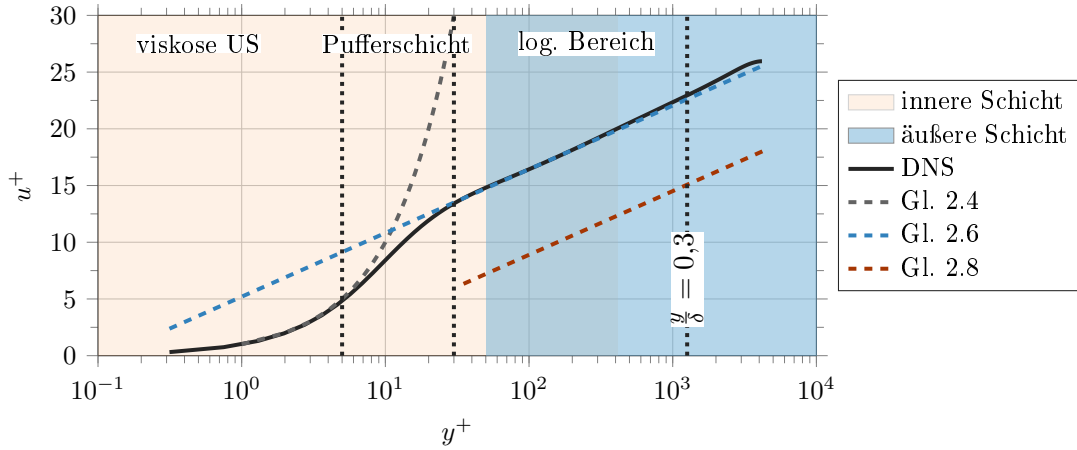


Abb. 2.2: Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung in einer ausgebildeten Wandgrenzschicht; DNS-Daten aus [Lozano-Durán u. Jiménez, 2014]

mit

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}, \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho}}. \quad (2.5)$$

In der Pufferschicht sind beide Anteile bei  $y^+ \approx 12$  gleich. Mit weiter zunehmendem Wandabstand wird der Anteil durch turbulente Reibung größer als der Anteil infolge viskoser Reibung. Im logarithmischen Bereich kann der Geschwindigkeitsverlauf durch das *logarithmische Wandgesetz* beschrieben werden:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C. \quad (2.6)$$

Innerhalb des logarithmischen Bereichs werden nach [Jiménez, 2004] zwischen 70 % und 80 % des Geschwindigkeitsunterschiedes zwischen Wand und Kernströmung ausgeglichen und mehr als die Hälfte der turbulenten kinetischen Energie produziert. Die Gültigkeitsgrenzen des logarithmischen Wandgesetzes und die verwendeten Konstanten variieren abhängig von der Geometrie und Reynolds-Zahl [vgl. Kim u. a., 1987; Marusic u. a., 2010; Schlichting u. Gersten, 2006]. Üblicherweise werden  $y^+ \geq 30$  und  $\frac{y}{\delta} < 0,3$  angegeben und als Modellkonstanten  $\kappa = 0,41$  (Kármán-Konstante) und  $C = 5,2$  bei hydraulisch glatten Wänden gewählt [Pope, 2000].

Das logarithmische Wandgesetz beschreibt einen Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung  $\tau_w$  und der wandparallelen Geschwindigkeit. Die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes und der darauf basierenden Modelle ist nach [Eça u. Hoekstra, 2011] beschränkt auf die Voraussetzungen

- voll ausgebildete Strömungen,
- keine Ablösung und kein Wiederanlegen der Strömung ( $\tau_w \neq 0 \text{ Pa}$ ),
- keine Wirkung von Massenkraften (z. B. durch Rotation) und
- keine starke Druckgradienten.

Tab. 2.1: Einteilung der Rauheitsregime nach [Schlichting u. Gersten, 2006]

äquivalente Sandrauheit	Rauheitsregime
$0 \leq k_s^+ \leq 5$	hydraulisch glatt
$5 < k_s^+ \leq 70$	Übergangsbereich (transitionelle Rauheit)
$70 < k_s^+$	hydraulisch vollrau

Da Reibungsverluste in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl eine dominante Verlustursache darstellen, kommt der Berechnung der Grenzschichtströmung in Strömungssimulationen eine wichtige Bedeutung zu. Sie kann durch zwei unterschiedlichen Methoden erfolgen: entweder wird die Grenzschichtströmung durch das logarithmische Wandgesetz nach Gleichung 2.6 modelliert (*Wandfunktion (WF)*) oder sie wird unter Verwendung von Gleichung 2.4 direkt berechnet (*low-Re-Methode (LR)*<sup>3</sup>). Bei der LR ist in Wandnähe eine sehr feine Diskretisierung erforderlich und damit ein erheblicher Rechenmehraufwand verbunden. Mit einer WF können der Vernetzungs- und Rechenaufwand signifikant reduziert und die Beschreibung spezieller wandnaher Effekte im Turbulenzmodell umgangen werden. Daher hat sich in der Praxis dieser Ansatz bei der Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl etabliert. Eine Beschreibung der verwendeten Grenzschichtbehandlung erfolgt in Kapitel 3.3.

### 2.3.1 Modellierung des Rauheitseinflusses

Weist eine Oberfläche Unebenheiten auf, kommt es jenseits eines bestimmten Grenzwertes zu einem erhöhten Impulsaustausch durch Druck- und Reibungskräfte. Maßgeblich für den Einfluss der Rauheit auf die Strömung sind die Größe, Form und Verteilung der Rauheit. Durch Rauheitseffekte nimmt die Wandschubspannung  $\tau_w$  zu, steigt der Druckverlust an, wird der Wärmetransport erhöht und wird Transition beeinflusst [Jiménez, 2004].

Seit den Rauheitsuntersuchungen von [Nikuradse, 1933] und [Schlichting, 1936] hat sich in der Strömungsmechanik die äquivalente Sandrauheit  $k_s$  als charakteristische Vergleichsgröße der Rauheitswirkung etabliert. Rauheitseffekte treten in Abhängigkeit vom Verhältnis der Dicke der viskosen Unterschicht  $\delta_v$  und der Sandrauheitshöhe  $k_s$  in Erscheinung. Die dimensionslose Rauheit ist definiert als

$$k_s^+ = \frac{k_s}{\delta_v} = \frac{k_s u_\tau}{\nu} \quad (2.7)$$

[Schlichting u. Gersten, 2006] unterteilen die Rauheitswirkung in drei Regime. Die angegebenen Regimegrenzen schwanken dabei in der Literatur [vgl. Cebeci u. Bradshaw, 1977], typische Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. [Jiménez, 2004; Townsend, 1976] und [Flack u. a., 2005] weisen nach, dass die Rauheitswirkung auf den inneren Teil der Grenzschicht beschränkt ist, wenn

<sup>3</sup>Der Begriff *low-Reynolds* nimmt Bezug auf die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_t = \frac{k^2}{\varepsilon \nu} \approx \frac{\nu_t}{\nu}$ , die in der viskosen Unterschicht niedrige Werte annimmt [Menter, 2009].

die Rauheitshöhe klein gegenüber der Grenzschichtdicke ist, also  $\frac{\delta}{k_s} \leq 10 \dots 40$  gilt. Experimentelle Untersuchungen verdeutlichen, dass das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil in Wandgrenzschichten bei rauen Oberflächen um  $\Delta u^+$  flacher als bei hydraulisch glatten Wänden ausfällt, [vgl. Ligrani u. Moffat, 1986; Rotta, 1950; Schultz u. Flack, 2007, 2009]. In Strömungssimulationen kann diese Absenkung durch Anpassung des logarithmischen Wandgesetzes berücksichtigt werden, siehe Abbildung 2.2. Es gilt dann für hydraulisch raue Wände

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta u^+ . \quad (2.8)$$

Ansätze zur Beschreibung der Rauheitswirkung stammen beispielsweise von [Colebrook, 1939]:

$$\Delta u^+ = f(k_s^+) = \frac{1}{\kappa} \ln \left( 1 + \frac{k_s^+}{3,4} \right) \quad (2.9)$$

oder [Cebeci u. Bradshaw, 1977]:

$$C - \Delta u^+ = (1 - \alpha) \cdot C + \alpha \left( 8,5 - \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) \right) \quad (2.10)$$

mit

$$\alpha = \begin{cases} 0 & , k_s^+ < 2,25 \\ \sin \left[ \frac{\pi}{2} \frac{\ln \left( \frac{k_s^+}{2,25} \right)}{\ln \left( \frac{90}{2,25} \right)} \right] & , 2,25 < k_s^+ < 90 \\ 1 & , k_s^+ > 90 \end{cases} .$$

Die Nutzung einer auf dem modifizierten logarithmischen Wandgesetz basierenden Wandfunktion ist bisher in der Praxis am weitesten verbreitet. Wandfunktionsmodelle für hydraulisch raue Wände werden von [Apsley, 2007; Aupoix, 2015] und [Lechner u. Menter, 2004] beschrieben. [Jiménez, 2004] zeigt, dass die Absenkung des Geschwindigkeitsprofils im übergangsrauen Regime je nach untersuchter Oberflächenstruktur (Einzelelemente, regelmäßig angeordnete Elemente, stochastische Verteilung und Form der Oberfläche) stark variiert. Nach [Marusic u. a., 2010] müssen für diesen Fall anwendungsspezifische Lösungen gefunden werden.

Alternativ können Rauheitseffekten in Strömungssimulationen auch durch veränderte Randbedingungen für eine oder mehrere Turbulenzgrößen modelliert werden. [Wilcox, 2008] trägt der

Erhöhung der Wandschubspannung bei hydraulisch rauen Wänden Rechnung, indem er die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  an der Wand in Abhängigkeit von der Funktion  $S_R = f(k_s)$  berechnet:

$$\omega_w = \frac{u_\tau^2}{\nu} \cdot S_R, \quad S_R = \begin{cases} \left(\frac{200}{k_s^+}\right)^2, & k_s^+ \leq 5 \\ \frac{100}{k_s^+} + \left(\left(\frac{200}{k_s^+}\right)^2 - \frac{100}{k_s^+}\right) e^{5-k_s^+}, & k_s^+ > 5 \end{cases}. \quad (2.11)$$

Ein Nachteil dieser Variante ist nach [Patel u. Yoon, 1995], dass die erforderliche Gitterauflösung mit ungefähr  $y^+ \approx 1 \times 10^{-3}$  sehr fein sein muss, um den Gradienten der turbulenten kinetischen Energie  $k$  aufzulösen. In dem Modell von [Knopp u. a., 2009] wird dieses Problem gelöst, indem auch Randbedingungen für  $k$  angegeben werden:

$$k_w = \min\left(1; \frac{k_s^+}{90}\right) \cdot \frac{u_\tau^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (2.12)$$

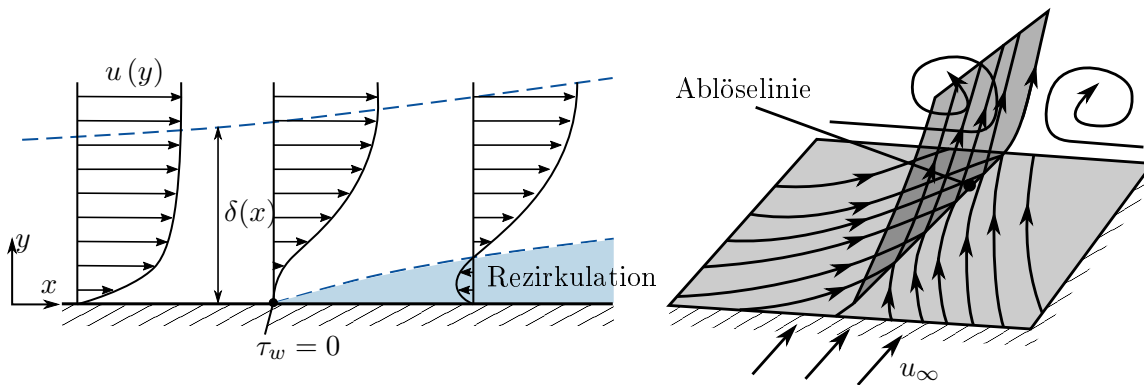
$$\omega_w = \frac{u_\tau}{\kappa\sqrt{\beta^*}} \cdot \frac{1}{d_0} \quad (2.13)$$

$$d_0 = 0,03k_s \cdot \min\left(1; \left(\frac{k_s^+}{30}\right)^{\frac{2}{3}}\right) \cdot \min\left(1; \left(\frac{k_s^+}{45}\right)^{\frac{1}{4}}\right) \cdot \min\left(1; \left(\frac{k_s^+}{60}\right)^{\frac{1}{4}}\right). \quad (2.14)$$

Zusammenfassende Betrachtungen der vorgenannten Ansätze geben [Eça u. Hoekstra, 2011] und [Fiala u. Kügler, 2011].

Ein dritter Ansatz ist die diskrete Abbildung der Oberflächentopografie im Rechengitter. Diese topografischen Modelle verzichten auf die Rauheitsbeschreibung durch die äquivalente Sandrauheit. Als Vertreter wurden bereits die *viscous adaptive grid generation* [vgl. Bons u. a., 2008; Wang u. a., 2004] und die *Immersed-Boundary-Method* [vgl. Yuan u. Piomelli, 2014] an einfachen Testfällen erprobt. Die Vorteile der Methoden liegen in der hohen Variabilität bezüglich der Rauheitsform und -verteilung sowie in der Unabhängigkeit von der äquivalenten Sandrauheit als Eingabegröße. Für den direkten Einsatz auf Pumpenströmungen ist diese Methode allerdings noch nicht geeignet, da zur Abbildung einer Pumpengeometrie Rechengitter mit etwa  $10^{10}$  Elementen entstehen würden. Diese Größenordnung übersteigt zusammen mit der erforderlichen kleinen Zeitschrittweite die derzeit verfügbare Rechenkapazität.

Als Zwischenweg von diskreter Abbildung und vollständiger Modellierung kann die *Diskrete-Elemente-Methode* aufgefasst werden, welche von [Magagnato u. a., 2008; Pritz u. a., 2008; Stripf u. a., 2009] zur Behandlung von Rauheitsproblemen bei Turbinenschaufeln genutzt wurde. Ausgangspunkt dieser Methode ist die Einführung eines zusätzlichen Senken-Terms in der Impulserhaltungsgleichung zur Abbildung der erhöhten Widerstandskraft bei rauen Oberflächen. Zur Modellierung greifen Stripf u. a. auf Widerstandsbeiwerte einzelner Grundkörper zurück, die an-



(a) zweidimensionaler Fall, nach [Schlichting u. Gersten, 2006] (b) dreidimensionaler Fall, nach [Oertel jr., 2012]

Abb. 2.3: Schematische Darstellung einer Grenzschichtströmung mit Ablösung

hand empirischer Korrelationen und Oberflächenvermessungen bestimmt werden. Nachteilig bei diesem Vorgehen ist, dass die Wirkung mehrerer benachbarter Elemente auf den Widerstandsbeiwert unbeachtet bleibt und dass die Genauigkeit der Ergebnisse weitgehend von der Unsicherheit der empirischen Korrelation abhängt.

### 2.3.2 Modellierung von Strömungsablösung

Abgelöste Grenzschichten werden als freie Scherschichten bezeichnet. Sie können zu einer instationären, turbulenten Nachlaufströmung mit großskaligen, kohärenten Wirbelstrukturen führen, die erhöhte Druckverluste verursacht. Die Höhe der Druckverluste hängt dabei von der Größe der Ablösung ab. Diese wird durch die Lage der Ablöse- und Wiederanlegestelle sowie das Ausmaß des Rezirkulationsgebietes charakterisiert.

In Pumpen treten insbesondere bei Teil- und Überlastbetrieb Strömungsablösungen auf, die zu einem signifikanten Anstieg des Gesamtverlustes führen können. Typischerweise entstehen sie an der Schaufelein- und -austrittskante, an der Spiralzunge und in den Diffusorabschnitten von Laufrad und Spirale.

Ablösungen können in wandgebundenen Strömungen bei unstetiger Geometrieänderung oder dann auftreten, wenn in Strömungsrichtung ein positiver Druckgradient herrscht. Wie in Abbildung 2.3a dargestellt ist, wächst die Grenzschichtdicke im letztgenannten Fall durch die einhergehende Verzögerung an, der wandnormale Geschwindigkeitsgradient wird kleiner und Grenzschichtfluid wird in die Hauptströmung transportiert [Schlichting u. Gersten, 2006]. Nach Prandtl

löst eine Strömung im ebenen Fall an der Stelle bzw. Linie ab und legt wieder an, an der der Geschwindigkeitsgradient senkrecht zur Wand und damit auch die Wandschubspannung Null ist:

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \text{ Pa} . \quad (2.15)$$

Prandtls Ablösekriterium ist für den dreidimensionalen Fall nicht mehr anwendbar. Stattdessen kann dann zur Bestimmung einer Ablösung nach [Oertel jr., 2012] das Kriterium der Konvergenz der Wandstromlinien dienen, siehe Abbildung 2.3b.

Untersuchungen zeigen, dass Ablösungen bei turbulenten Grenzschichten aufgrund der höheren kinetischen Energie innerhalb der Grenzschicht gegenüber laminaren Grenzschichten später ablösen oder gänzlich vermieden werden können. Hydraulisch raue Wände bewirken den gleichen Effekt, weil der Querimpulsaustausch durch die Rauheitswirkung ebenfalls erhöht wird.

Die Grenzschichtbehandlung und die Turbulenzmodellierung spielen bei der Simulation von Strömungsablösungen eine entscheidende Rolle. Es ist bekannt, dass Wandfunktionen, wie das logarithmische Wandgesetz, aufgrund der Verletzung von Modellannahmen im gesamten Ablösegebiet nicht anwendbar sind [Skoda, 2003]. Stattdessen ist eine Grenzschichtbehandlung zu wählen, die die Grenzschichtströmung direkt berechnet.

Bei der Simulation von Pumpen werden zur Turbulenzmodellierung vorwiegend Wirbelviskositätsmodelle, wie das  $k$ - $\varepsilon$ - oder  $\omega$ -basierte Modelle verwendet. In Bezug auf die Abbildbarkeit von Ablösungen wurde mehrfach gezeigt, dass das  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell bei Strömungen mit Ablösungen nicht anwendbar ist [El-Behery u. Hamed, 2009; Iaccarino, 2001] – eine Erklärung hinsichtlich der strömungsphysikalischen Ursachen kann bei [Leder, 1992] nachgelesen werden. Bessere Ergebnisse werden mit  $\omega$ -basierten Modellen, wie dem SST Modell erzielt. Dieses Modell wurde so kalibriert, dass Ablösephänomene akzeptabel abgebildet werden können [Menter u. a., 2004].

## 2.4 Experimentelle Bestimmung der Wandschubspannung

Die Kenntnis der Wandschubspannung ist bei der Erforschung von Grenzschichtströmungen, bei der Grenzschichtmodellierung in der numerischen Strömungsmechanik und bei Strömungsmaschinen von Interesse. So können mit ihr turbulente Phänomene, Reibungsverluste, Transition, Ablösung, Kavitation und der Wärmetransport charakterisiert werden. Bei der Entwicklung von Methoden zur Wandbehandlung in Strömungssimulationen dient die Wandschubspannungsmessung der Validierung. In Strömungsmaschinen ist die Kenntnis der Wandschubspannung ebenfalls notwendig, um beispielsweise in Herzpumpen das Hämolyserisiko [Mizunuma u. Nakajima, 2007] oder bei hygienegerechten Pumpen den Abreinigungsprozess [Kipp, 2011] zu bewerten. Weitere Anwendungsfelder sind die aktive Strömungskontrolle und die Bewertung von Kühlkonzepten.



Die Messverfahren zur Bestimmung der Wandschubspannung werden üblicherweise in direkte und indirekte Verfahren unterteilt. Indirekte Methoden bestimmen die Wandschubspannung durch Ausnutzen von Analogien des Stoff- und Wärmetransportes. Beispiele dieser Gruppe sind Heißfilmsensoren [Berca, 2007] oder die Ölfilminterferometrie [Zanoun u. a., 2003]. Weiterhin können funktionale Zusammenhänge mit der Geschwindigkeitsverteilung genutzt werden und Geschwindigkeitsmessungen in der Grenzschicht mittels Hitzdrahtsonden, Preston-Rohren,  $\mu$ PIV oder Wandgradienten-LDA [Naqwi u. Reynolds, 1987] durchgeführt werden. Zur dritten Gruppe der indirekten Verfahren zählen MEMS-Anwendungen, wie Biegebalken [Brücker u. a., 2005] oder Grenzschichtzäune [Savelsberg u. a., 2012].

Die direkte Erfassung der Wandschubspannung erfolgt mit Wandschubspannungswaagen. Diese bestehen aus einem Schwimmkörper (*floating element*), der in einem Gehäuse mit einem kleinen Spalt eingebaut ist. Durch die aus der Wandschubspannung resultierende Kraft wird der Schwimmkörper ausgelenkt. Die Wandschubspannung kann dann durch optische oder kapazitive Messung der Auslenkung berechnet werden. Nach [Tropea u. a., 2007] ist ein wesentlicher Vorteil der direkten Messung gegenüber indirekten Methoden, dass keine Annahmen über das Strömungsfeld, die Fluid- oder Oberflächeneigenschaften getroffen werden müssen. Daher ist die Messgenauigkeit nicht von der Gültigkeit zugrundeliegender Modellannahmen abhängig.

Übersichtliche Darstellungen zur Wandschubspannungsmessung geben [Winter, 1979] und [Tropea u. a., 2007].

Gegenüber anderen Messaufgaben ist die Messung der Wandschubspannung ein schwieriges Unterfangen. Ursache hierfür sind die Besonderheiten der Strömung in Wandgrenzschichten: die typischen Zeit- und Längenskalen sind sehr klein und die Gradienten in wandnormaler Richtung sind sehr hoch. Dies macht die Miniaturisierung der Sensor- bzw. Messfeldgröße erforderlich, woraus sich wiederum hohe Anforderungen an die Mechanik, die erforderliche Sensitivität und die Robustheit ergeben. Bei der Verwendung von Wandschubspannungswaagen oder Heißfilmsonden wirken sich zudem Einbaufehler in der Größenordnung der Grenzschichtdicke wesentlich auf die Messgenauigkeit aus. Oftmals sind Wandschubspannungsmessungen daher auf einfache Strömungsfälle, wie Kanal- und Plattenströmungen in Luft beschränkt.

In Pumpen werden besondere Anforderungen gestellt, die sich aus der turbulenten Strömung mit einem instationären, komplexen dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld und steilen Druckgradienten ergeben. In der untersuchten Versuchspumpe treten lokal je nach Betriebspunkt Wandschubspannungsamplituden in der Größenordnung von mehreren kPa und Grenzschichtdicken  $\delta_\nu$  im Bereich weniger 10  $\mu$ m auf. Weiterhin ist mit rauen Einsatzbedingungen durch Vibrationen, Druckstöße und hohen Systemdrücken zu rechnen und ggf. die elektrische Isolierung sicherzustellen. Des Weiteren ist die in situ Kalibrierung bei Pumpen sehr schwierig.

Nur wenige verfügbare Sensorkonzepte eignen sich überhaupt für den Einsatz in Pumpen. Dies wird anhand der geringen Anzahl veröffentlichter Arbeiten zur Wandschubspannungsmessung in Turbomaschinen mit Wasser als Arbeitsmedium klar.

[Berca, 2007] nutzte Heißfilm-Sensoren zur Untersuchung in einer Francis-Turbine und entwickelte den Prototypen eines multidirektionalen Heißfilm-Sensors in MEMS-Bauweise. Die Amplituden der Wandschubspannung waren bei Berca auf  $\tau_w < 200 \text{ Pa}$  begrenzt.

[Kipp, 2011] führte Wandschubspannungsmessungen mit kommerziellen Heißfilm-Sensoren in einer Pumpe mit  $n_q = 23 \frac{1}{\text{min}}$  durch. Die Amplituden der Wandschubspannung lagen im Bereich zwischen  $\tau_w \approx 10 \text{ Pa}$  und  $440 \text{ Pa}$ . Kipp stellt fest, dass die genutzten Sensoren aufgrund der verwendeten Materialien nur eingeschränkt für den dauerhaften Einsatz bei hohen Amplituden geeignet sind und berichtet von Sensorausfällen beim Messbetrieb in Pumpen.

Untersuchungen zur direkten Wandschubspannungsmessung in Pumpen sind nicht bekannt.

## 2.5 Modelle der relevanten Pumpenströmungen und deren Verluste

In den nachfolgenden Abschnitten 2.5.1 bis 2.5.3 wird die Strömung in den relevanten Bereichen von Pumpen mit niedriger spezifischer Drehzahl anhand der bekannten Modellansätze vorgestellt. Dabei wird auf den aktuellen Kenntnisstand bei der Verlustabschätzung eingegangen.

Anhand der vorgestellten Modelle können die Messgrößen und -orte für die experimentellen Untersuchungen definiert werden. Weiterhin dienen sie als Grundlage für die weitere Analyse der gemessenen und simulierten Pumpenströmung.

### 2.5.1 Spiralgehäuse

Häufig bilden Spiralgehäuse die Leiteinrichtung von einstufigen Radialpumpen. Im Spiralgehäuse wird das Fluid zunächst gesammelt und dann an der Spiralzunge vorbei in den Druckstutzen abgeführt. Um die auftretenden Verluste sowie die Radialkräfte auf das Laufrad und das Lager möglichst gering zu halten wird ein homogenes Strömungsfeld angestrebt. Da der vom Laufrad abgegebene Volumenstrom mit dem Umschlingungswinkel  $\alpha$  der Spirale ansteigt, muss hierfür gleichzeitig die durchströmte Querschnittsfläche zunehmen (siehe Abb. 2.4).

Als Berechnungsmethoden für den Flächenverlauf sind in der Praxis zwei Methoden etabliert. Nach Pfeleiderer gilt für den Drall in jedem Querschnitt  $c_u \cdot r = \text{konst.}$ . Der Druck nimmt also von innen nach außen zu, während  $c_u$  sinkt. Vom industriellen Hersteller der untersuchten Versuchspumpe wurde die Auslegungsmethode von [Stepanoff, 1957] verwendet. Nach diesem Verfahren ist die Geschwindigkeit und damit auch der Druck bei Betrieb im Auslegungspunkt über dem Umfang konstant ( $c_u = \text{konst.}$ ). Demnach nimmt die Querschnittsfläche proportional zum Umschlingungswinkel  $\alpha$  zu.

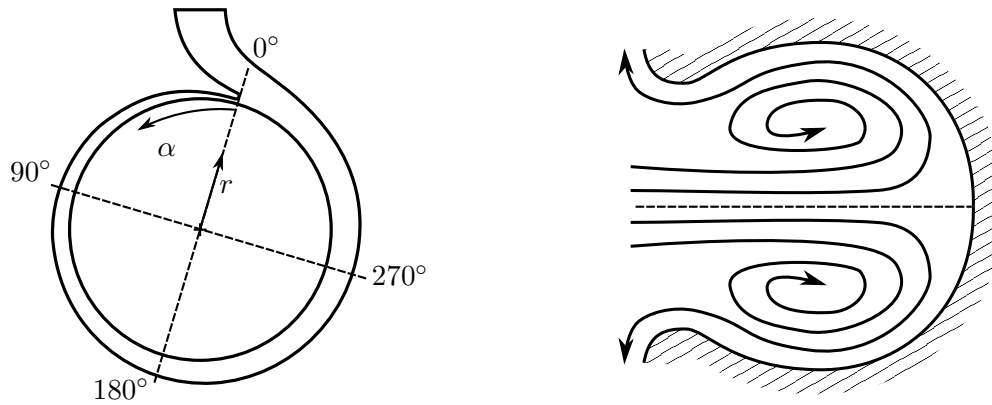


Abb. 2.4: Spiralgrundform und -querschnitt mit typischer Sekundärströmungsform

Der Druckstutzen des Spiralgehäuses wird als Diffusor gestaltet, um die kinetische Energie des Fluids durch Verzögerung in statischen Druck umzuwandeln. Zudem wird die Spiralquerschnittsform in einen kreisförmigen Austrittsquerschnitt überführt. Der Druckstutzen kann sich grundsätzlich in tangentialer oder in radialer Bauweise an die Spirale anschließen. Nach [Sigloch, 2008] liegt der Vorteil der tangentialen Bauweise in einer verlustärmeren Strömungsführung, da die Neigung zur Strömungsablösung geringer ist. Bei radialer Ausführung kann jedoch ein günstigerer Einbau der Pumpe umgesetzt werden und die Kräfte auf die Rohrleitung reduziert werden, weshalb diese Bauart häufig in der Praxis auftritt. Auch in der Versuchspumpe ist der Druckstutzen in radialer Bauweise ausgeführt.

### Spiralströmung und Verluste

Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung am Laufradaustritt wird die Spirale vom Hauptteil der Strömung in Umfangsrichtung durchströmt. Die auftretende Sekundärströmung kann mit der in einem Rohrkrümmer verglichen werden [Kelder u. a., 2001]: Durch die Überlagerung der Hauptströmung mit der radialen Komponente der Laufradabströmung und der wirkenden Zentrifugalkräfte bildet sich als Sekundärströmung ein Wirbelsystem aus. Dieses kann in Abhängigkeit der Querschnittsform und des Abströmprofils in Form eines gegensinnig rotierenden Wirbelpaars (siehe Abb. 2.4, rechts) oder in einer Mischform auftreten [Elholm u. a., 1992].

Erste experimentelle Untersuchungen zur Geschwindigkeits- und Druckverteilung in der Spirale einer Pumpe mit  $n_q = 33 \frac{1}{\text{min}}$  wurden von [Binder u. Knapp, 1936] durchgeführt. Sie zeigen, dass die Druckverteilung im Bestpunkt mit Ausnahme der Spiralzungenumgebung uniform ist, siehe Abbildung 2.5. Bei starker Teillast und im Überlastbetrieb treten jedoch deutliche Abweichungen davon auf. Diese äußern sich bei Überlast durch einen merklichen Druckabfall zwischen  $\alpha = 225^\circ$  und  $355^\circ$  auf etwa den halben Mittelwert und bei starker Teillast durch einen stetigen Druckanstieg über knapp 90 % des Spiralumfangs.

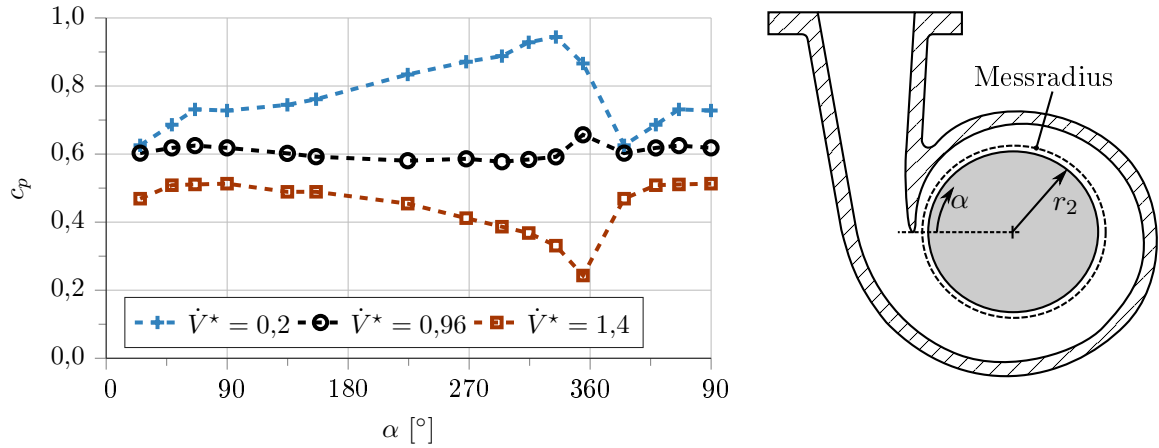


Abb. 2.5: Druckverteilung über den Spiralumfang für Pumpe mit  $n_q = 33 \frac{1}{\text{min}}$  nach [Binder u. Knapp, 1936]

Die Druckverläufe werden in der Literatur durch eine ungleiche Paarung von Volumenstrom und Querschnittsfläche begründet: Bei Teillast ist die durchströmte Fläche zu groß und die Strömung wird verzögert – die Spirale wirkt als Diffusor. Im Überlastbetrieb ist die Spirale hingegen zu klein und das Fluid wird wie in einer Düse beschleunigt.

Binder u. Knapp zeigen anhand von Geschwindigkeitsmessungen am Spiraleintritt, dass die Laufradabströmung nicht symmetrisch ist und dass die Radialkomponente der Geschwindigkeit in einigen Bereichen nach innen und in anderen nach außen gerichtet ist. Sie folgern daraus, dass die Spiralströmung zurück in die Radseitenräume oder das Laufrad strömt und daraus eine Kopplung resultiert.

Eine Zusammenfassung von Forschungsarbeiten zur Spiralströmung bis zum Jahr 1994 gibt [Bahm, 2000].

Die in der Spirale auftretenden Verluste werden in der Literatur häufig in Verluste der Haupt- und Sekundärströmung separiert. Dabei werden die dominanten Reibungsverluste der Hauptströmung in Analogie zur ebenen Platten- oder Rohrströmung mit eindimensionalen Modellen abgeschätzt [vgl. Gülich, 2014; Nemdili, 2000; Tamm, 2002].

[Van den Braembussche, 2006] gibt für die Reibungsverluste der Hauptströmung den Zusammenhang

$$\Delta p_{\text{Reibung}} = \frac{\rho}{2} c^2 \cdot \lambda \frac{l}{D_h} \quad (2.16)$$

an. Hierbei bezeichnen  $c$  die wandparallele Geschwindigkeitskomponente,  $l$  die Länge der Spirale,  $D_h$  deren hydraulischen Durchmesser und  $\lambda$  den Rohrreibungsbeiwert. Der Einfluss hydraulisch rauher Wände auf die Reibungsverluste wird demnach durch den Rohrreibungsbeiwert  $\lambda$  oder bei Plattenmodellen durch den Reibungsbeiwert  $c_f$  berücksichtigt. Aus einer Abschätzung der

Verlustbeiwerte  $\lambda$  bzw.  $c_f$  wird deutlich, dass die Reibungsverluste in der Spirale durch Rauheitseffekte um ein Vielfaches erhöht werden können.

Zusätzlich auftretende Verzögerungsverluste der Hauptströmung infolge der Querschnittserweiterung zwischen Laufradaustritt und Spirale werden entsprechend einer plötzlichen Rohrerweiterung abgeschätzt:

$$\Delta p_{\text{Verzögerung}} = \frac{\rho}{2} (c_{u2} - c_{u4})^2 . \quad (2.17)$$

Bei der Bestimmung der Verluste der Sekundärströmung nimmt Van den Braembussche an, dass die gesamte kinetische Energie der Radialkomponente  $c_{r2}$  dissipiert wird:

$$\Delta p_{\text{sekundär}} = \frac{\rho}{2} c_{r2}^2 . \quad (2.18)$$

### Spiralzungenumströmung

Nachdem das Fluid die Spirale durchströmt hat, wird es an der Spiralzunge in den Druckstutzen geleitet. Die Umströmung der Spiralzunge erfolgt analog zu einer Profilmströmung, wobei der Anstellwinkel bei der Pumpenauslegung so gewählt wird, dass im Auslegungspunkt eine stoßfreie Anströmung erfolgt.

Bei einer Veränderung des Betriebspunktes ändert sich der Anströmwinkel der Spiralzunge: Bei steigendem Volumenstrom wird der Anströmwinkel größer, während er bei sinkendem Volumenstrom negativ wird. Infolge der damit einhergehenden Stoßanströmung kann die Strömung an der Spiralzunge ablösen (siehe Abb. 2.6) [vgl. Brownell u. Flack, 1984]. Nach [Bahm, 2000] kann eine Ablösung bei extremer Teillast ( $\dot{V}^* \leq 0,2$ ) zur Rückströmung in das Laufrad hinein und dadurch zu einem instabilen Kennlinienverhalten führen. [Meschkat, 2004] bestätigt experimentell, dass die Geschwindigkeitsverteilung am Spiraleintritt in der Nähe der Spiralzunge betriebspunktabhängig starken Änderungen unterliegt. Während die Durchströmung bei Nennlast größtenteils in radiale Richtung erfolgt, treten bei Teillast im Bereich um die Spiralzunge Rückströmungen über den gesamten Eintrittsquerschnitt auf. Bei Überlast beobachtet Meschkat, dass die Umfangskomponente der Geschwindigkeit direkt an der Spiralzunge negativ wird. Das heißt, dass das Fluid dort entgegen der Laufraddrehrichtung strömt. Sowohl Ablösungen an der Spiralzunge als auch Scherschichten infolge von Geschwindigkeitsunterschieden tragen hier zu den Verlusten bei.

[Barrio u. a., 2010] untersuchten das pulsatile Strömungsverhalten in der Umgebung der Spiralzunge am Beispiel einer kommerziellen Pumpe mit  $n_q = 24 \frac{1}{\text{min}}$ . Sie zeigen, dass die größten Druckschwankungsamplituden im Bereich von  $\alpha = 10^\circ$  bis  $30^\circ$  auftreten und durch die Interaktion der Laufradabströmung mit der Spiralzunge verursacht werden. Die Laufradabströmung besitzt einen *jet-wake*-Charakter, der von Sekundärströmungen lokal überlagert wird und dessen Ausprägung vom Betriebspunkt abhängt. Barrio u. a. zeigen, dass die Druckschwankungen an der Spiralzunge während eines Schaufeldurchgangs infolgedessen erheblich variieren.

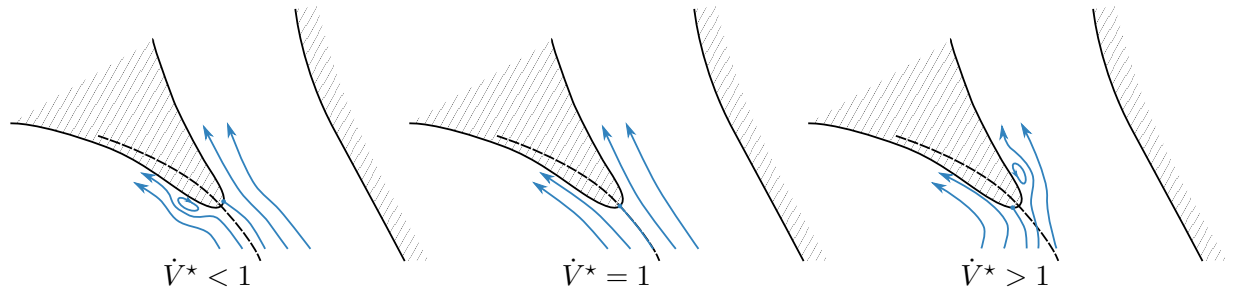


Abb. 2.6: Betriebspunktabhängige Ablösung an der Spiralzunge nach [Wesche, 2012]

[Keller u. a., 2014] bestätigen das Auftreten eines ungleichförmigen Abströmprofils des Laufrades durch experimentelle Untersuchungen bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,5$ ). Sie zeigen, dass mehrere aus dem Laufrad stammende Gebiete hoher Wirbelstärke und freie Scherschichten periodisch die Spiralzunge umströmen. Hierdurch kommt es zu einer Wechselwirkung mit der Strömungsablösung an der Spiralzunge, welche durch die Laufradabströmung periodisch angefacht und abgeschwächt wird.

### Strömung im Druckstutzen

Der Druckstutzen von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl wird im Regelfall als Diffusor ausgelegt. Im Fall der Versuchspumpe ist die Kontur räumlich gekrümmt, da der Druckstutzen radial ausgeführt ist.

Die Strömung im Druckstutzen kann näherungsweise als Überlagerung von einer turbulenten Diffusor- und Rohrkrümmerströmung betrachtet werden. Demnach stellen Ablösungen die dominante Verlustursache dar. Der Öffnungswinkel und der Krümmungsradius bestimmen nach [Gülich, 2014] ob und in welcher Form (einseitig, beidseitig, alternierend) Ablösungen auftreten. Außerdem hängt die Ablöseneigung von der Diffusorlänge und der Zuströmbedingung (Turbulenzgrad, Geschwindigkeitsverteilung und Grenzschichtentwicklung) ab, wobei ein hoher Turbulenzgrad, eine geringe Grenzschichtdicke und eine drallbehaftete Zuströmung die Ablösung verzögern.

[Meschkat, 2004] legt dar, dass die aus der Spiralströmung stammende Sekundärströmung ihre Drehrichtung trotz der geänderten Stromlinienkrümmung beibehält, wenn der Druckstutzen kurz ausgeführt ist. Mit Hilfe von Geschwindigkeitsmessungen zeigt Meschkat, dass die Strömung bei Überlastbetrieb infolge der ungleichförmigen Zuströmung Querströmungsanteile besitzt. Erst ab  $\dot{V}^* < 1,0 \dots 1,1$  verläuft die Strömung parallel zur Wandkontur.

Nach der Gleichung von Bernoulli ergibt sich der ideale, also verlustfreie Druckaufbau im Druckstutzen aus dem Verhältnis der Querschnittsflächen  $A$  am Ein- und Ausgang gemäß

$$p_A - p_E = \frac{\rho}{2} c_E^2 \left( 1 - \left( \frac{A_E}{A_A} \right)^2 \right) . \quad (2.19)$$

Unter der Voraussetzung ablösungsfreier Strömung, also idealerweise beim Pumpenbetrieb im Auslegungspunkt, wird der Druckverlust mit dem Ansatz

$$\Delta p_{\text{Druckstutzen}} = \frac{\rho}{2} c_E^2 \cdot \zeta_{\text{Druckstutzen}} \quad (2.20)$$

abgeschätzt. Für konische Diffusoren benennt [Wesche, 2012] den Verlustbeiwert beispielsweise mit

$$\zeta_{\text{Druckstutzen}} = 3,2 \cdot (\tan \gamma)^{1,25} \left(1 - \frac{A_E}{A_A}\right)^2 + \frac{\lambda}{8 \sin \gamma} \cdot \left(1 - \left(\frac{A_E}{A_A}\right)^2\right) \quad (2.21)$$

Hierbei sind  $\gamma$  der Öffnungswinkel und  $\lambda$  der Rohrreibungsbeiwert. Der erste Summand in Gleichung 2.21 bildet Verluste infolge der Verzögerung und der zweite Summand Reibungsverluste ab. Ein Vergleich beider Terme zeigt, dass Verzögerungsverluste im Druckstutzen gegenüber Reibungsverlusten dominant sind.

### 2.5.2 Radseitenraumströmung

In der Literatur wird davon ausgegangen, dass bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl neben der Spiralgehäuseströmung ein Großteil der Strömungsverluste aus der Radseitenraumströmung resultiert. Die Radseitenraumströmung wird häufig ausgehend von der Strömung zwischen einer rotierenden (Laufradseite) und einer feststehenden Scheibe (Gehäuseseite) modelliert. Während der hintere Radseitenraum der Versuchspumpe näherungsweise dieser Modellvorstellung entspricht, wird die Strömung im vorderen Radseitenraum zusätzlich von einer Strömung mit dem Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  überlagert. Diese resultiert aus dem Druckunterschied zwischen Laufradein- und -austritt und durchströmt den Radseitenraum und den Dichtspalt. Der Spaltvolumenstrom kann bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl zwischen 4 % und 15 % des geförderten Volumenstroms betragen. Infolgedessen ändern sich die Strömung und die auftretenden Verluste im Radseitenraum merklich. Nachfolgend werden die beiden Fälle des durchströmten und undurchströmten Radseitenraums vorgestellt.

#### Modell der Radseitenraumströmung ohne überlagerte Durchströmung

In Abbildung 2.7 ist das Modell der undurchströmten Radseitenraumströmung schematisch dargestellt. Der Außenradius der mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  rotierenden Scheibe sei  $r_2$  und der axiale Abstand zwischen beiden Scheiben  $s_{ax}$ .

Aufgrund der Haftbedingung entspricht die Fluidgeschwindigkeit an der feststehenden Wand Null und an der rotierenden Scheibe der lokalen Umfangsgeschwindigkeit. Die Wandgrenzschichten werden auf der rotierenden Laufradseite Eckmann- und auf der stillstehenden Gehäuseseite Bödewadt-Schicht genannt [Lauder u. a., 2010]. Außerhalb der beiden Wandgrenzschichten kann sich in Abhängigkeit vom vorliegenden Strömungsregime eine Kernströmung ausbilden. In ihr

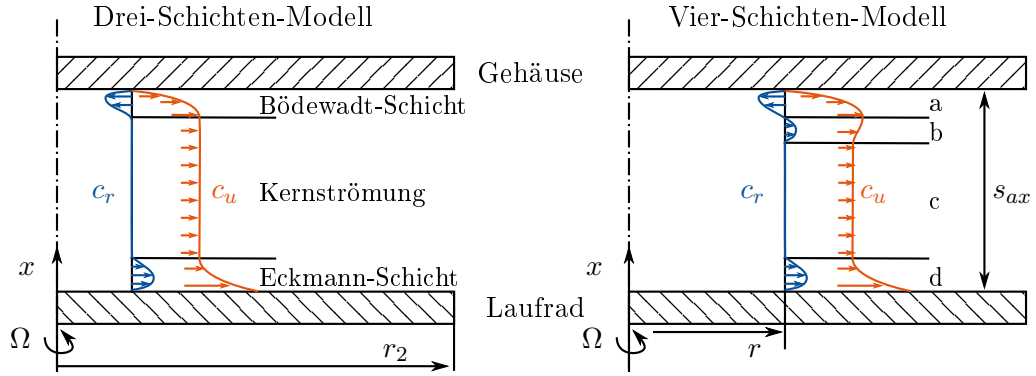


Abb. 2.7: Drei- und Vier-Schichten-Modell der Radseitenraumströmung für Regime IV

befinden sich die Zentrifugal- und Druckkraft im Gleichgewicht. Die Geschwindigkeit ist ausschließlich in Umfangsrichtung gerichtet und der Druck steigt radial von innen nach außen an. Dieser Hauptströmung ist eine auf die Grenzschichten beschränkte und radial gerichtete Sekundärströmung überlagert: An der rotierenden Scheibe wird das Fluid durch die Zentrifugalkraft radial nach außen beschleunigt und aufgrund der Massenerhaltung strömt es an der stationären Scheibe nach innen zurück.

Das zur Aufrechterhaltung der Strömung erforderliche Antriebsmoment  $M_{RSR}$  der rotierenden Scheibe ergibt sich aus dem Integral der Wandschubspannung  $\tau_w$  und wird in dimensionsloser Form geschrieben als

$$c_M = \frac{1}{\frac{\rho}{2} \cdot \Omega^2 \cdot r_2^5} \int_{r_i}^{r_2} 2\pi r^2 \tau_w(r) dr \approx \frac{M_{RSR}}{\frac{\rho}{2} \cdot \Omega^2 \cdot r_2^5} . \quad (2.22)$$

Die entsprechende Antriebsleistung wird als *Reibleistung* oder *Radreibung* des Laufrads  $P_{RR}$  bezeichnet. Sie wird in Pumpen als Maß für die Reibungsverluste in den Radseitenräumen interpretiert und erreicht nach [Gülich, 2014] bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl ungefähr 30 % der Nutzleistung  $P_{\text{nutz}} = \rho g H \dot{V}$ . Es gilt

$$P_{RR} = M_{RSR} \cdot \Omega . \quad (2.23)$$

Die Höhe der Radreibung ändert sich mit dem Strömungsregime. [Daily u. Nece, 1960] unterteilen in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl  $Re = \frac{\Omega \cdot r_2^2}{\nu}$  und der dimensionslosen axialen Spaltweite  $G = \frac{s_{ax}}{r_2}$  vier Strömungsregime:

- Regime I: laminare Strömung, zusammengewachsene Grenzschichten,  $c_M \propto Re^{-1}$



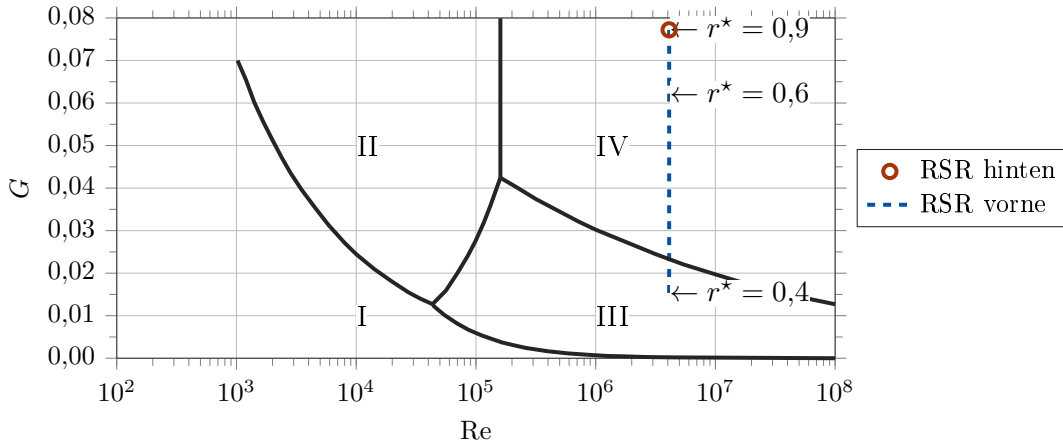


Abb. 2.8: Strömungsregime im RSR nach [Daily u. Nece, 1960] und Einordnung der Versuchspumpe

- Regime II: laminare Strömung mit separater Kernströmung,  $c_M \propto \text{Re}^{-1/2}$
- Regime III: turbulente Strömung, zusammengew. Grenzschichten,  $c_M \propto \text{Re}^{-1/4}$
- Regime IV: turbulente Strömung mit separater Kernströmung,  $c_M \propto \text{Re}^{-1/5}$

In Abbildung 2.8 sind die Regimegrenzen und der zu erwartende Bereich in den Radseitenräumen der Versuchspumpe aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass im hinteren und in weiten Teilen des vorderen Radseitenraums Regime IV zu erwarten ist. Lediglich im verjüngten Bereich vor dem Dichtspalteintritt ( $r^* \geq 0,4$ ) könnte im vorderen Radseitenraum Regime III auftreten.

Nach [Schultz-Grunow, 1935] bildet sich bei der zu erwartenden Strömungsform IV zwischen den beiden Wandgrenzschichten eine turbulente Kernströmung aus (siehe Abb. 2.7 links). Deren Geschwindigkeit wird durch das Verhältnis  $k_{\text{rot}}$  von Laufradgeschwindigkeit  $u = \Omega \cdot r$  und Fluidwinkelgeschwindigkeit  $\beta = \frac{c_u}{r}$  charakterisiert mit

$$k_{\text{rot}} = f(r) = \frac{\beta}{\Omega} = \frac{c_u}{u} . \quad (2.24)$$

Die Druckverteilung der Radseitenraumströmung kann als Funktion der Kernrotation  $k_{\text{rot}}$  ausgedrückt werden:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r} = \rho k_{\text{rot}}^2 \cdot r \Omega^2 . \quad (2.25)$$

Gleichung 2.25 beschreibt das Gleichgewicht aus Druck- und Zentrifugalkraft in der Kernströmung. Somit kann aus einer gemessenen Druckverteilung auf die Kernrotation geschlossen werden.

Schultz-Grunow gibt an, dass bei turbulenter Strömung die Kernströmung wie ein Starrkörper mit

$$k_{\text{rot}} = 0,512 ,$$

also etwa der halben Laufradgeschwindigkeit rotiert.

Alternativ zu diesem Drei-Schichten-Modell wurde von [Senoo u. Hayami, 1976] ein erweitertes Vier-Schichten-Modell eingeführt, das die Entwicklung der Grenzschichtdicken berücksichtigt (siehe Abb. 2.7 rechts). Aus Kontinuitätsgründen wird eine zusätzliche vierte Schicht (b) eingeführt, in der die Strömungsgeschwindigkeit eine radial auswärts gerichtete Komponente besitzt. Sie befindet sich zwischen der Kernschicht (c) und der Gehäusegrenzschicht (a).

Eine Vielzahl der verfügbaren Modelle zur Beschreibung der Radseitenraumströmung und zur Abschätzung der Verluste greifen auf die Arbeiten von Schultz-Grunow zurück. Sie setzen voraus, dass die Strömung stationär, inkompressibel und axialsymmetrisch ist. Weiterhin wird angenommen, dass der Druck sich ausschließlich in radiale Richtung ändert und dass der Einfluss der Rauheit unabhängig von der Grenzschichtdicke ist. Einige Beispiele stammen von [Daily u. Nece, 1960; Kurokawa u. a., 1978; Nixon u. Cairney, 1972] und [Thanapandi u. Prasad, 1990].

### **Einfluss von Rauheitseffekten und einer überlagerten Durchströmung**

Im vorderen Radseitenraum wird die beschriebene Strömung vom radial einwärts gerichteten Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  überlagert. Außerdem wurden in den durchgeführten Untersuchungen die Oberflächenrauheit der Radseitenraumwände variiert. Beides verändert die Strömung und die einhergehenden Verluste.

Durch die überlagerte Durchströmung nimmt nach [Gülich, 2014] der Radialanteil der Geschwindigkeit auf der Gehäusesseite zu, während die Kernströmung weiterhin nur in Umfangsrichtung fließt. Gleichzeitig wird am Eintritt in den Radseitenraum ein Eintrittsdrall  $k_{rot,E}$  eingebracht, der die Radseitenraumströmung nach [Lauer, 1999] und [Will, 2011] beeinflusst: ist  $k_{rot,E}$  größer als 0,5, wird die Kernströmung durch den Eintrittsdrall beschleunigt, während sie bei  $k_{rot,E} < 0,5$  verzögert wird. Des Weiteren ist der Rotationsfaktor  $k_{rot}$  bei überlagerter Durchströmung nicht mehr konstant, sondern nimmt in Richtung der Drehachse zu. Dadurch sinkt auch die Radreibung [Altmann, 1982].

Mit dem geänderten Geschwindigkeitsfeld geht eine Veränderung der radialen Druckverteilung einher. [Will, 2011] gibt folgenden Zusammenhang an:

$$p(r) = p_E + \frac{\rho}{2} k_{rot,E}^2 \cdot \Omega^2 r_2^2 \left(1 - \frac{r_2^2}{r^2}\right) + \frac{\rho}{8} \frac{\dot{V}_{Sp}}{\pi^2 s_{ax}^2} \left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r^2}\right) . \quad (2.26)$$

Hierbei bezeichnet der Index  $E$  den Wert einer Größe am Radseitenraumeintritt. Aus Gleichung 2.26 ist ersichtlich, dass der Druckabfall mit zunehmendem Spaltvolumenstrom verstärkt wird. Somit begrenzt sich der Spaltvolumenstrom selbst, wie in Abschnitt 2.5.3 ausgeführt wird.

Das Strömungsfeld im Radseitenraum wird durch die Wirkung hydraulisch rauer Wände ebenfalls beeinflusst. Nach [Kurokawa u. a., 1978] hängt die Rauheitswirkung im Wesentlichen vom Verhältnis der Oberflächenrauheiten auf der rotierenden und stehenden Scheibe ab: Ist die Oberflächenrauheit der rotierenden Scheibe größer, dann nehmen die Kernrotation und der Druckgradient zu. Beide sinken hingegen ab, wenn die Oberflächenrauheit auf der Gehäusesseite größer als auf der Laufradseite ist. Bei gleicher Oberflächenrauheit wird keine Änderung der Kernrotation festgestellt. Kurokawa u. a. geben für den Beginn der Rauheitswirkung den Grenzwert der äquivalenten Sandrauheit  $k_s$

$$k_{s,krit} \geq \frac{100\nu}{c_{rel}} \quad (2.27)$$

an. Hierbei beschreibt  $c_{rel}$  die Relativgeschwindigkeit des Fluids zur betrachteten Wand. Die äquivalente Sandrauheit  $k_s$  wird aus dem  $R_{rms}$ -Wert der Oberfläche mit

$$k_s = 1,6 \cdot R_{rms} \quad (2.28)$$

ermittelt. Weitere Modelle zur Verlustabschätzung für die Strömung im Radseitenraum stammen unter anderem von [Lauer, 1999; Li, 2013; Will, 2011] und [Gülich, 2014].

Im Gegensatz zur vorgestellten Modellströmung kann die reale Radseitenraumströmung nicht losgelöst von der Dichtspalt-, Laufrad- und Spiralströmung betrachtet werden. [Bahm, 2000; Meschkat, 2004] und [Will u. a., 2012] haben gezeigt, dass im Betrieb von Spiralgehäusepumpen außerhalb des Bestpunktes asymmetrische Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen zu erwarten sind. Diese resultieren vermutlich aus einer Strömungswechselwirkung und der damit einhergehenden Überlagerung der Radseitenraumströmung durch Störungen. Nach [Wesche, 2012] liegen über die Kopplung der Strömung in den einzelnen Bereichen jedoch kaum detaillierte Erkenntnisse vor.

### 2.5.3 Dichtspaltströmung

Bei Radialpumpen mit berührungsfreier Dichtung befindet sich zwischen Gehäuse und Laufrad häufig ein zylindrischer Dichtspalt der Spaltweite  $s$  und Spaltlänge  $l_{sp}$ . Durch diesen und den angrenzenden Radseitenraum werden der Laufradaus- und -eintritt hydraulisch miteinander verbunden. Bedingt durch den Druckunterschied zwischen dem Laufradaus- und -eintritt bzw. zwischen dem Dichtspaltein- und -austritt strömt ein Teil des Volumenstroms, der Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{sp}$ , über den Radseitenraum und den Dichtspalt zurück und bildet so eine interne Kurzschlussströmung. Nach [Stoffel, 1993] und [Gülich, 2014] wird der erhöhte statische Druck im Spaltvolumenstrom weitgehend dissipiert und trägt daher zu den Verlusten in einer Pumpe bei.

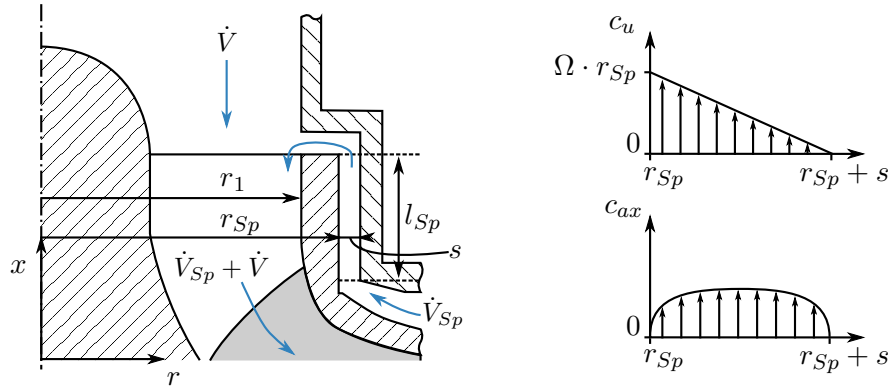


Abb. 2.9: Schematischer Meridianschnitt eines Dichtspaltes mit qualitativer Geschwindigkeitsverteilung

Der volumetrische Wirkungsgrad einer Pumpe beschreibt den Quotienten aus dem geförderten Volumenstrom  $\dot{V}$  und dem Laufradvolumenstrom gemäß

$$\eta_{vol} = \frac{\dot{V}}{\dot{V} + \dot{V}_{Sp}} \quad (2.29)$$

und ist folglich ein Maß für den Anteil des Spaltvolumenstroms und der einhergehenden Verluste.

Wie in Abschnitt 2.5.2 gezeigt, sind die Strömung und Verluste in Radseitenraum und Dichtspalt eng miteinander gekoppelt. Die Verluste verhalten sich dabei gegenläufig: Durch den Spaltvolumenstrom wird der Verlust im Radseitenraum verringert, während der volumetrische Wirkungsgrad mit zunehmendem Spaltvolumenstrom abnimmt. Nach Stoffel wirkt sich der volumetrische Wirkungsgrad insgesamt stärker auf den Gesamtverlust aus. In der Praxis wird daher angestrebt, eine möglichst hohe Drosselwirkung (s. u.) zu erzielen, um den Spaltvolumenstrom gering zu halten.

Die Dichtspaltströmung wird in der Literatur ausgehend von einer Couette-Strömung beschrieben, die vom Spaltvolumenstrom in axialer Richtung überlagert wird. Die resultierende Strömung erfolgt demnach auf spiralförmigen Bahnen. In Abbildung 2.9 sind für beide Grundströmungen die qualitativen Geschwindigkeitsprofile dargestellt: Die Umfangskomponente  $c_u$  entspricht am rotierenden Laufrad der Umfangsgeschwindigkeit  $\Omega \cdot r_{Sp}$  und nimmt bis zur stillstehenden Gehäusewand linear auf Null ab. Die aus dem Spaltvolumenstrom und der durchströmten Fläche  $A_{Sp}$  gebildete Axialgeschwindigkeit  $c_{ax}$  bildet in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl  $Re_{ax}$  ein laminares Hagen-Poiseuille- oder turbulentes Geschwindigkeitsprofil aus, dabei gilt für  $c_{ax}$

$$c_{ax} = \frac{\dot{V}_{Sp}}{A_{Sp}} \quad (2.30)$$

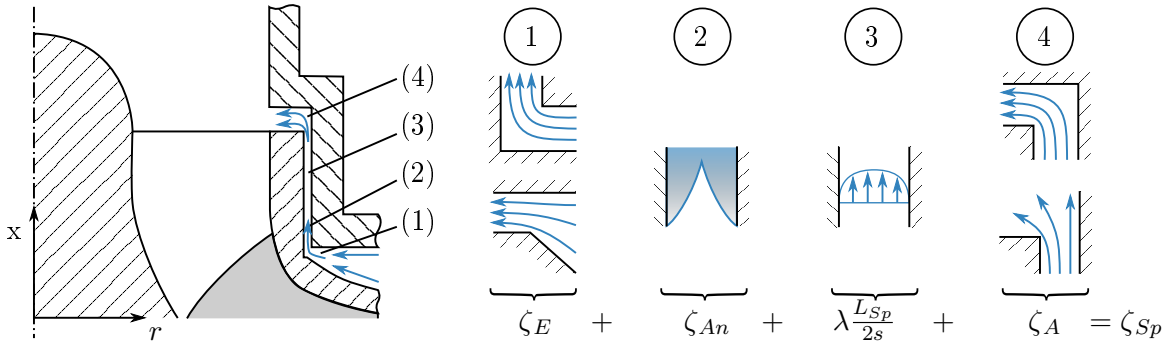


Abb. 2.10: Schematisches Modell der Dichtspaltströmung

Die Dichtspaltströmung wird durch zwei Reynolds-Zahlen  $Re_{ax}$  und  $Re_u$  charakterisiert:

$$Re_{ax} = \frac{s \cdot c_{ax}}{\nu} \quad (2.31)$$

$$Re_u = \frac{s \cdot \Omega r_{Sp}}{\nu} \quad (2.32)$$

Nach [Li, 2013] ist die Strömung turbulent, wenn

$$Re_{krit} = \sqrt{Re_{ax}^2 + \frac{1}{4}Re_u^2} \gtrsim 996,6 \quad (2.33)$$

vorliegt.

Neben der beschriebenen Grundströmung treten weitere Effekte auf, die zum Gesamtverlust der Dichtspaltströmung beitragen (siehe Abb. 2.10). Zunächst wird die aus dem Radseitenraum kommende Strömung am Dichtspalteintritt infolge der Querschnittsänderung beschleunigt und dann in axiale Richtung umgelenkt (1). Hiernach beginnt der Einlaufvorgang und die Dicke der beiden Wandgrenzschichten nimmt in Strömungsrichtung solange zu (2), bis eine ausgebildete Strömung vorliegt (3). Am Ausgang des Dichtspalts wird die Strömung dann in radiale Richtung umgelenkt und gleichzeitig durch die plötzliche Querschnittserweiterung verzögert (4). Weiterhin können ab der kritischen Taylor-Zahl  $Ta > 41,3$  torusförmige Taylor-Wirbel als Sekundärströmung auftreten. Diese werden mit zunehmender Taylor-Zahl instabil und zerfallen schließlich vollständig. Es gilt

$$Ta = \frac{s \cdot \Omega r_{Sp}}{\nu} \cdot \sqrt{\frac{s}{r_{Sp}}} \quad (2.34)$$

## Verluste

In der Literatur wird die Dichtspaltströmung anhand der Druckdifferenz  $\Delta p_{Sp}$  zwischen dem Ein- und Austritt charakterisiert, welche bei einem gegebenen Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  die Drosselwirkung des Dichtspaltes beschreibt. Die Drosselwirkung wird vorwiegend durch die konstruktive

Ausführung, insbesondere von der Dichtspaltweite  $s$ , beeinflusst. Typische Spaltweiten bei Metallgusspumpen betragen  $s \approx 0,2 \text{ mm}$ . Fertigungsbedingt oder durch Verschleiß treten in der Praxis aber auch höhere Spaltweiten auf.

Zur Abschätzung des Druckverlustes wird unter der Annahme einer axialsymmetrischen Strömung der Ansatz

$$\Delta p_{Sp} = \frac{\rho}{2} \cdot c_{ax}^2 \cdot \zeta_{Sp} \quad (2.35)$$

gewählt. Hierbei bezeichnet  $\zeta_{Sp}$  den Gesamtdruckverlustbeiwert der Dichtspaltströmung. [Schenkel, 1998] unterteilt diesen gemäß der erwähnten Einzelströmungen in separate Einzelverlustbeiwerte. Demnach entspricht die Summe der einzelnen Druckverlustbeiwerte von einer ausgebildeten Strömung ( $\lambda \frac{l_{Sp}}{2s}$ ), der Ein- und Austrittsströmung ( $\zeta_E, \zeta_A$ ) sowie der Einlaufströmung einer nicht ausgebildeten Strömung ( $\zeta_{Einl.}$ ) dem Gesamtdruckverlustbeiwert:

$$\zeta_{Sp} = \lambda \frac{l_{Sp}}{2s} + \zeta_E + \zeta_A + \zeta_{Einl.} \quad (2.36)$$

Häufig werden die Eintritts-, Austritts- und Einlaufverluste in einer Konstante zusammengefasst. [Thanapandi u. Prasad, 1990] geben an:

$$\zeta_{Sp} = \lambda \cdot \frac{l_{Sp}}{2s} + 0,85 \quad .$$

Einen ähnlichen Ansatz wählt [Li, 2013], gibt jedoch  $\zeta_E + \zeta_A + \zeta_{Einl.} = 1,5$  an und weicht damit fast um den Faktor 2 von Thanapandi u. Prasad ab.

Der Rohrreibungsbeiwert hängt vom Verhältnis der Axial- und Umfangsdurchströmung ab. Nach [Nixon u. Cairney, 1972] gilt

$$\lambda = \frac{0,27}{\text{Re}_{ax}^{\frac{1}{4}}} \cdot \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\text{Re}_u}{\text{Re}_{ax}} \right)^2 \right)^{\frac{3}{8}} \quad (2.37)$$

Das Modell von [Gülich, 2014] berücksichtigt neben der Spaltgeometrie und dem Strömungszustand auch die Rauheit und den Eintrittsdrall in den Dichtspalt (vgl. Gl. 2.40). Für eine turbulente Dichtspaltströmung<sup>4</sup> berechnet Gülich den Reibbeiwert mit

$$\lambda = \frac{0,31}{\left( \log \left( \frac{0,135k_s}{s} + \frac{6,5}{\text{Re}_{ax}} \right) \right)^2} \cdot \left( 1 + 19 \left( \frac{\text{Re}_u}{\text{Re}_{ax}} \right)^2 \right)^{\frac{3}{8}} \quad (2.38)$$

<sup>4</sup>Im Gegensatz zu Thanapandi u. Prasad und Li verwendet Gülich den hydraulischen Durchmesser des Dichtspaltes  $D_h = 2s$  als charakteristische Länge für die Definition der Reynolds-Zahlen.

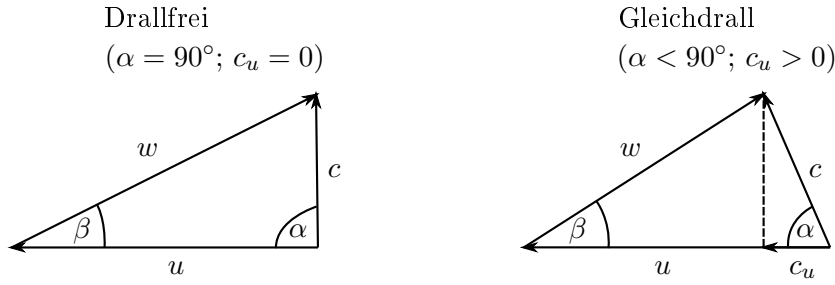


Abb. 2.11: Geschwindigkeitsdreiecke mit und ohne Drall

Hierbei beschreibt  $k_s$  die äquivalente Sandrauheit der Wände. Für die übrigen Einzelverluste gibt Gülich den Bereich  $\zeta_{EA} = \zeta_E + \zeta_A \in [1,0 \dots 1,2]$  an.

Nach Gleichung 2.35 hängt der Druckverlust im Dichtspalt implizit vom Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  ab. Zu dessen Bestimmung muss zunächst der Druckverlust  $\Delta p_{Sp}$  abgeschätzt werden. Thanapandi u. Prasad geben den Zusammenhang

$$\Delta p_{Sp} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho}{2} (u_2^2 - u_1^2) \quad (2.39)$$

an. Gülich berechnet

$$\Delta p_{Sp} = \frac{3}{4} \rho g H - k_{\text{rot}}^2 \cdot \frac{\rho}{2} u_2^2 \cdot \left( 1 - \left( \frac{r_{Sp}}{r_2} \right)^2 \right) \quad (2.40)$$

mit dem in den Dichtspalt eintretenden Drall  $k_{\text{rot}}$ :

$$k_{\text{rot}} = 0,9 \cdot y_{Sp}^{0,087} \quad (2.41)$$

$$y_{Sp} = \text{Re}^{0,3} \cdot \frac{8s \cdot r_{Sp}}{r_2^2} \cdot \sqrt{\frac{s}{l_{Sp}}} \quad .$$

### Einfluss auf die Laufradzuströmung

Die Euler'sche Turbinengleichung zur Bestimmung der theoretischen Förderhöhe lautet

$$H_{th} = \frac{\Omega}{g} (r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}) \quad . \quad (2.42)$$

Hierbei sind  $c_u$  die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit unmittelbar vor und hinter den Schaufelein- bzw. austrittskanten (Index 0 und 3) und  $r$  der mittlere Radius der Schaufelein- und Austrittskante (Index 1 und 2).

[Schenkel, 1998] zeigt, dass sich der Spaltvolumenstrom am Laufradeintritt mit der Zuströmung vermischt und dabei das axiale Geschwindigkeitsprofil erhöht sowie einen Gleichdrall ( $c_{u0} \cdot r > 0$ )

einbringt, siehe Abbildung 2.11. Infolgedessen kann die Dichtspaltströmung neben den direkten Verlusten nach Gleichung 2.42 auch zur Absenkung der Förderhöhe beitragen.

## 2.6 Zusammenfassung

Der dargestellte Stand der Forschung unterstreicht die in Kapitel 1 geschilderten Probleme bei der Strömungssimulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl. Die Literaturrecherche zu den maßgeblichen Verlusten zeigt, dass bei dieser Pumpenbauart im Spiralgehäuse und in den Radseitenräumen mit den höchsten Verlusten durch Reibung in den Wandgrenzschichten zu rechnen ist. Diese werden insbesondere durch Rauheitseffekte verstärkt.

Zur Berechnung der Grenzschichtströmung und Abbildung von Rauheitseffekten sind in der numerischen Strömungsmechanik verschiedene Ansätze bekannt. Die verfügbaren Modelle wurden an einfachen Strömungen kalibriert, allerdings steht eine Analyse der Anwendbarkeit für die komplexe Strömung in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl bisher aus.

Die bisher verfügbaren Modelle zur Abschätzung der Verluste und zur Beschreibung der Strömung sind für vereinfachte Strömungen konzipiert und vernachlässigen Wechselwirkungen. Ihre Anwendbarkeit bei Teil- und Überlastbetrieb ist zum Teil erheblich eingeschränkt. Daraus ergibt sich das Bestreben, die Kenntnisse der strömungsmechanischen Vorgänge und Verlustmechanismen in den verlustreichen Regionen mithilfe numerischer Methoden zu vertiefen.



## 3 Grundlagen der Strömungssimulation

Nachfolgend werden zunächst die Grundgleichungen der Strömungsmechanik vorgestellt (Abschnitt 3.1) und dann in Abschnitt 3.2 der Reynolds'sche Ansatz zur Beschreibung turbulenter Strömungen mit dem SST-Turbulenzmodell eingeführt. Abschließend wird die diskrete numerische Lösung der Gleichungen (Abschnitt 3.3) behandelt.

Der Abschnitt zu den strömungsmechanischen Grundlagen orientiert sich an [Laurien u. Oertel jr., 2011], während in Abschnitt 3.3 auf [Ferziger u. Peric, 2008] zurückgegriffen wird. Die Spezifika zur eingesetzten Software sind der Produktdokumentation entnommen. Auf eine ausführliche Herleitung wird verzichtet und stattdessen auf Standardwerke der Strömungsmechanik verwiesen [z. B. Oertel u. a., 2002; Pope, 2000; Schade u. a., 2007; Schlichting u. Gersten, 2006; White, 1998; Wilcox, 2006].

### 3.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Bei der nachfolgenden kontinuumsmechanischen Beschreibung von Strömungen wird davon ausgegangen, dass das Fluid homogen ist und zur Beschreibung makroskopische Größen genügen. Die charakteristische Knudsen-Kennzahl, gebildet mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle  $\lambda_m$  und der charakteristischen Länge  $l$ , ist beim kontinuumsmechanischen Ansatz sehr klein:

$$\text{Kn} = \frac{\lambda_m}{l} < \mathcal{O}(10^{-2}) \quad . \quad (3.1)$$

Die Grundgleichungen der Strömungsmechanik beschreiben die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie. Mit diesem Gleichungssystem und geeigneten Rand- und Anfangsbedingungen können die räumlich und zeitlich veränderliche Geschwindigkeits-, Temperatur und Druckverteilung einer Strömung mathematisch beschrieben werden. Da in dieser Arbeit ein isothermes Fluid verwendet wurde, wird auf die Angabe der Energierhaltungsgleichung verzichtet.

**Kontinuitätsgleichung** Ein infinitesimal kleines und raumfestes Kontrollvolumen  $dV$  sei divergenzfrei, also quell- und senkenfrei. Die Kontinuitätsgleichung beschreibt die Massenerhaltung in einem solchen Kontrollvolumen und lautet in integraler Form

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_A \rho u_i dA = 0 \quad . \quad (3.2)$$

Bei inkompressiblen Fluiden ( $\rho = \text{konst.}$ ) vereinfacht sich Gleichung 3.2 unter Berücksichtigung des Gauß'schen Integralsatzes und der Einstein'schen Summenkonvention in Tensorschreibweise zu

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad . \quad (3.3)$$

**Impulserhaltung** Die zeitliche Änderung des Impulses  $I$  im Kontrollvolumen  $dV$  entspricht der Summe der ein- und austretenden Impulsströme und der Summe der wirkenden Oberflächen- und Massenkraft ( $f_i$ ). Die Oberflächenspannungen  $\sigma_{ij}$  setzen sich aus einem Normalanteil infolge von Druckkräften und einem Scheranteil durch die Scherspannungen  $\tau_{ij}$  zusammen. In integraler Form kann für die Impulserhaltungsgleichung geschrieben werden

$$\int_V \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} dV + \int_A \rho u_i u_j dA = - \int_A p dA + \int_A \tau_{ij} dA + \int_V \rho f_i dV \quad . \quad (3.4)$$

Unter Verwendung des Gauß'schen Integralsatzes lässt sich diese Gleichung umformen in

$$\rho \left[ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad . \quad (3.5)$$

**Navier-Stokes-Gleichung** Schließlich ergeben sich die Navier-Stokes-Gleichungen aus der Kontinuitätsgleichung, der Impulsbilanz und dem Stokes'schen Reibungsansatz für Newton'sche Fluide. Der Stokes'sche Reibungsansatz beschreibt den Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeitskomponenten  $u_i$  und den viskosen Spannungen  $\tau_{ij}$ . Der Spannungstensor  $\tau_{ij}$  ist definiert als

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.6)$$

mit dem Scherratentensor

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad . \quad (3.7)$$

In tensorieller Form gilt mit der kinematischen Viskosität  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad . \quad (3.8)$$

## 3.2 Simulation turbulenter Strömungen

Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben sowohl laminare als auch turbulente Strömungen. Ihre numerische Lösung ohne Vereinfachungen wird als direkte numerische Simulation (DNS) bezeichnet. Bei dieser Methode müssen alle räumlichen und zeitlichen Skalen der Strömungsvorgänge aufgelöst werden.

DNS müssen mit steigender Reynolds-Zahl auf immer feineren Rechengittern mit kleiner werdenden Zeitschritten durchgeführt werden, um alle Skalen aufzulösen. Der erforderliche Speicheraufwand übersteigt bei technisch relevanten Geometrien und Reynolds-Zahlen die derzeit verfügbaren Rechenressourcen, weshalb bei der Simulation von Pumpen vorwiegend RANS-Verfahren eingesetzt werden.

### 3.2.1 Reynolds-Mittelung

Nach [Reynolds, 1895] kann das Zeitsignal einer beliebigen Zustandsgröße  $\phi(x_i, t)$  in einen zeitlichen Mittelwert  $\bar{\phi}(x_i)$  und den vom Mittelwert abweichenden Schwankungsanteil  $\phi'(x_i, t)$  aufgeteilt werden:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) . \quad (3.9)$$

Die Mittelwertbildung erfolgt für statistisch stationäre Strömungen über ein genügend großes zeitliches Intervall und für den statistisch instationären Fall über Ensemble. Definitionsgemäß ist der zeitliche Mittelwert des Schwankungsanteils Null.

Werden die Navier-Stokes-Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung mit dem Ansatz von Reynolds zeitlich gemittelt, ergeben sich die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS). Diese Gleichungen bilden die Grundlage für die derzeit verbreitetste Simulationsmethode. Die zeitlich gemittelte Kontinuitätsgleichung lautet

$$\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)} = \frac{\partial(\bar{u}_i + \overline{u'_i})}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 . \quad (3.10)$$

Bei der zeitlichen Mittelung der Impulserhaltungsgleichungen (Gl. 3.8) entsteht beim nichtlinearen konvektiven Term neben dem Produkt der Mittelwerte auch eine Kovarianz

$$\overline{(u_i u_j)} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} = \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j} .$$

Die zeitlich gemittelten Impulsgleichungen lauten dann umgestellt

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \cdot \bar{u}_j)}{\partial x_j} \right) = \rho \bar{f}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) . \quad (3.11)$$

Der zeitliche Mittelwert der Kovarianz  $\overline{u'_i u'_j}$  ist im Gegensatz zu den Schwankungen  $\overline{u'_i}$  im Allgemeinen ungleich Null. Somit sind durch die Reynolds-Mittlung sechs zusätzliche Unbekannte eingeführt worden: die *Reynolds-Spannungen*  $\rho \overline{u'_i u'_j}$ . Sie beschreiben den turbulenzbedingten Impulstransport. Die Anzahl der verfügbaren Gleichungen ist jedoch geringer als die der Unbekannten, weshalb das Gleichungssystem der RANS nicht mehr geschlossen ist (*Schließungsproblem der Turbulenz*).

### 3.2.2 Turbulenzmodellierung

Um das Gleichungssystem der RANS zu schließen, müssen neue Gleichungen gefunden werden, die die Reynolds-Spannungen beschreiben. Diese zusätzlichen Modellgleichungen heißen Turbulenzmodelle.

Wie eingangs erwähnt, erfolgen die Energiedissipation sowie der Massen- und Impulstransport in Querrichtung nur infolge von Viskosität. Bei turbulenter Strömung ist der Querimpulsaustausch erhöht. Bei *Wirbelviskositätsmodellen* wird angenommen, dass der zusätzliche Querimpulsaustausch durch eine erhöhte Reibung mit dem Boussinesq-Ansatz abbildbar ist. Nach diesem Verhalten sich die Reynolds-Spannungen analog zu den molekularen Spannungen und es gilt (vgl. Gl. 3.6)

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \cdot k \quad (3.12)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie  $k$ . Diese ist als halbe Spur des Reynolds-Spannungstensors definiert

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) . \quad (3.13)$$

Der Boussinesq-Ansatz drückt die sechs voneinander unabhängigen Reynolds-Spannungen durch eine einzige Größe aus: die Wirbelviskosität  $\mu_t$ . Voraussetzung für diese Annahme ist, dass die Turbulenz isotrop ist. Wirbelviskositätsmodelle bilden die größte Gruppe der bei technischen Problemen aktuell angewandten Turbulenzmodelle.

Aus der Dimensionsanalyse der Wirbelviskosität  $\nu_t$

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (3.14)$$

folgt, dass zur Modellierung ein charakteristisches Zeit- und Längenmaß benötigt werden. In der Praxis haben sich hierfür als Größen die turbulente kinetische Energie  $k$  (Gl. 3.13), deren Dissipation  $\varepsilon$

$$-\varepsilon = \frac{\partial k}{\partial t} \quad (3.15)$$

und die spezifische Dissipationsrate  $\omega$

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.16)$$

etabliert.

#### SST-Turbulenzmodell

In den durchgeführten Simulationen wurde das SST-Turbulenzmodell von [Menter, 1994] verwendet, welche eine Variation vom Baseline-Turbulenzmodell (BSL) ist. Das BSL-Modell verwendet in hybrider Form zwei Turbulenzmodelle: In Wandnähe wird das  $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodell von [Wil-

cox, 1988] und fernab von Wänden das  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell verwendet. Im BSL-Modell wird die Wirbelviskosität anhand

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.17)$$

berechnet. Die Transportgleichungen des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells werden mit Gleichung 3.16 zunächst in eine  $k$ - $\omega$ -Formulierung überführt. Anschließend wird die umgewandelte  $\varepsilon$ -Transportgleichung mit einer Wichtungsfunktion  $F_1$  multipliziert und zur  $\omega$ -Transportgleichung addiert:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \rho k \omega \beta^* + P_{kb} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) \cdot \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ & + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 + P_{\omega b} . \end{aligned} \quad (3.19)$$

Die Wichtungsfunktion  $F_1$  ist vom Wandabstand  $y$  abhängig. Sie wird an der Wand Eins und im turbulenten Teil der Wandgrenzschicht Null:

$$F_1 = \tanh \left( \left( \min \left( \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4\rho k}{CD_{k\omega}} \sigma_{\omega 2} y^2 \right) \right)^4 \right) \quad (3.20)$$

mit  $CD_{k\omega} = \max \left( \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1 \times 10^{-10} \right)$  .

In Gleichung 3.18 und 3.19 beschreiben  $P_k$  und  $P_{\omega b}$  die Produktion der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen Dissipationsrate. Es gilt

$$P_k = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \left( 3\mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (3.21)$$

$$P_{\omega} = \left( \frac{\alpha_3}{\nu_t} \right) P_k . \quad (3.22)$$

Menter stellt fest, dass in der ursprünglichen Formulierung des BSL-Modells die Wirbelviskosität bei Strömungen mit positiven Druckgradienten überschätzt wird. Daher führte er im SST-Modell eine Begrenzungsfunktion ein:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega; S F_2)} . \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $S$  nach Gleichung 3.28 definiert und  $F_2$  bezeichnet die zweite Wichtungsfunktion des Modells.  $F_2$  ist an der Wand Eins und am Rand der Wandgrenzschicht Null:

$$F_2 = \tanh \left( \left( \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right)^2 \right) . \quad (3.24)$$

Tab. 3.1: Modellkonstanten des SST-Turbulenzmodells

Konstante	$a_1$	$\beta^*$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\sigma_{k1}$	$\sigma_{k2}$	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$
Wert	0,31	0,09	$\frac{5}{9}$	0,44	0,075	0,0828	2	1	2	$\frac{1}{0,856}$

Die Modellkonstanten  $\Phi_3$  des SST-Modells werden gemäß

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (3.25)$$

aus den Konstanten der Grundmodelle berechnet, die in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind.

### Curvature-Correction-Modell

In Pumpen kann davon ausgegangen werden, dass die Turbulenz durch Stromlinienkrümmung angefacht oder gedämpft wird. Diese Effekte können von linearen Wirbelviskositätsmodellen aber nicht abgebildet werden. Daher wird ein zusätzlicher Korrekturansatz zur Berücksichtigung von Stromlinienkrümmungseffekten benötigt. In dieser Arbeit wurde auf das Curvature Correction Model (CC) von [Smirnov u. Menter, 2009] zurückgegriffen, das auf dem Modell von [Spalart u. Shur, 1997] aufbaut.

Im CC-Modell wird der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie  $P_k$  (Gl. 3.21) mit einer von der Scherung und Drehung abhängigen, beschränkten Funktion  $f_{r1}$  multipliziert, sodass in den Transportgleichungen gilt:

$$P_{k,CC} = P_k \cdot f_{r1} \quad (3.26)$$

Nach Spalart u. Shur ist

$$f_{rotation} = (1 + c_{r1}) \frac{2\frac{S}{\Omega}}{1 + \frac{S}{\Omega}} \cdot (1 - c_{r3} \arctan(c_{r2}\tilde{r})) \quad (3.27)$$

mit den Konstanten  $c_{r1} = 1$ ,  $c_{r2} = 2$  und  $c_{r3} = 1$  sowie

$$S^2 = 2S_{ij}S_{ij} \quad (3.28)$$

$$\Omega^2 = 2\Omega_{ij}\Omega_{ij} \quad (3.29)$$

Smirnov u. Menter begrenzen den Wertebereich von Gleichung 3.27 durch

$$f_{r1} = \max(\min(f_{rotation}; 1,25); 0) \quad (3.30)$$

um so eine Überschätzung der Wirbelviskosität zu vermeiden und die numerische Stabilität zu verbessern.

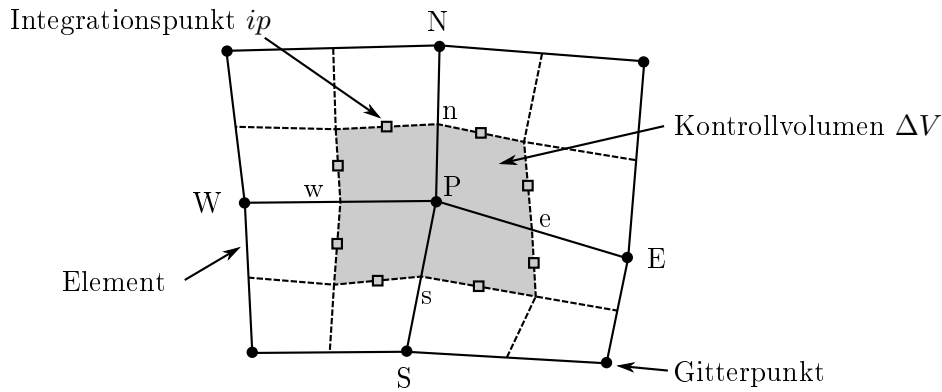


Abb. 3.1: Räumliche Diskretisierung und Bezeichnungen

### 3.3 Numerische Strömungsmechanik

Mit den RANS-Gleichungen, der Kontinuitätsgleichung und dem SST-Turbulenzmodell steht nun ein geschlossenes System partieller Differentialgleichungen zur Verfügung. Diese besitzen für eine Erhaltungsgröße  $\Phi$  die generische Form

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \Phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\Phi(\Phi) \quad . \quad (3.31)$$

Das Gleichungssystem ist mit geeigneten Rand- und Anfangsbedingungen nur für wenige Strömungsfälle direkt lösbar. Für die Mehrzahl von Strömungen müssen stattdessen Näherungslösungen durch Berechnung diskretisierter Gleichungen an diskreten Orten gefunden werden. In der numerischen Strömungsmechanik stehen hierfür spektrale Methoden wie die Finite-Volumen-Methode (FVM) zur Verfügung.

#### 3.3.1 Räumliche Diskretisierung

Die räumliche Diskretisierung des Rechengebietes (engl.: *domain*) erfolgt bei der FVM mit einer endlichen Anzahl von Kontrollvolumina (Zellen). Diese werden um die Gitterpunkte eines aus Elementen bestehenden Rechengitters herum gebildet. In den Gitterpunkten (engl.: *nodes*) werden die Werte der unbekannten Größen  $\Phi$  gespeichert. Die Kanten der äußeren Zellen beschreiben die physikalischen Grenzen des Rechengebiets an denen geeignete Randbedingungen vorgegeben werden müssen. In Abbildung 3.1 wird beispielhaft die Diskretisierung eines ebenen Rechengebiets gezeigt.

### 3.3.2 Diskretisierung der Transportgleichungen

Bei der FVM werden die Differentialgleichungen zunächst in integrale Form überführt. Hierbei werden die Volumenintegrale des konvektiven und diffusiven Flusses unter Verwendung des Gauß'schen Integralsatzes in Oberflächenintegrale überführt. Mit dem Normalenvektor  $n_j$  gilt

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t} \int_V \Phi \, dV}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\int_A \rho \Phi u_j n_j \, dA}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\int_A \rho \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} n_j \, dA}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\int_V S_\Phi \, dV}_{\text{Quellterm}} . \quad (3.32)$$

Gleichung 3.32 beschreibt für jede Zelle den Zusammenhang, dass die lokale Änderung von  $\Phi$  aus den über die Randfläche  $A$  ein- und austretenden Flüssen und den in der Zelle wirkenden Quellen und Senken resultiert. Als Flüsse werden die Integranden der Oberflächenintegrale bezeichnet. Zur numerischen Lösung müssen die Terme von Gleichung 3.32 durch algebraische Ausdrücke approximiert werden. Die diskretisierten Terme können der Literatur entnommen werden.

### 3.3.3 Wandbehandlung

An den Grenzen der Domain müssen geeignete Randbedingung vorgegeben werden, damit das Gleichungssystem gelöst werden kann. Randbedingungen können in Form von Gradienten (Neumann-Randbedingung) oder durch direkte Wertzuweisung (Dirichlet-Randbedingung) vorgegeben werden.

Von besonderem Interesse ist die Wandbehandlung, denn hier muss neben der Randbedingung zusätzliche eine Modellfunktion zur Beschreibung der Strömung in der Wandgrenzschicht formuliert werden. Diese Funktion beschreibt den Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung  $\tau_w$  und den Strömungs- und Turbulenzgrößen im wandnächsten Punkt.

In der Literatur existieren zwei Ansätze für die Modellierung der Strömung im wandnächsten Punkt, siehe Abschnitt 2.3:

- Bei der *low-Reynolds*-Methode (LR) wird die Strömung in der gesamten Grenzschicht berechnet. Im wandnächsten Punkt wird die Geschwindigkeit mit der linearen Geschwindigkeitsfunktion der viskosen Unterschicht ermittelt.
- Bei der Methode der *Wandfunktion* (WF) wird die Strömung in der viskosen Unterschicht und in der Pufferschicht nicht berechnet. Stattdessen wird angenommen, dass der wandnächste Punkt innerhalb des logarithmischen Bereichs der Grenzschicht liegt. Die Erhaltungsgrößen werden dann durch empirische Funktionen, vornehmlich mit dem logarithmischen Wandgesetz (Gl. 2.6) bestimmt.



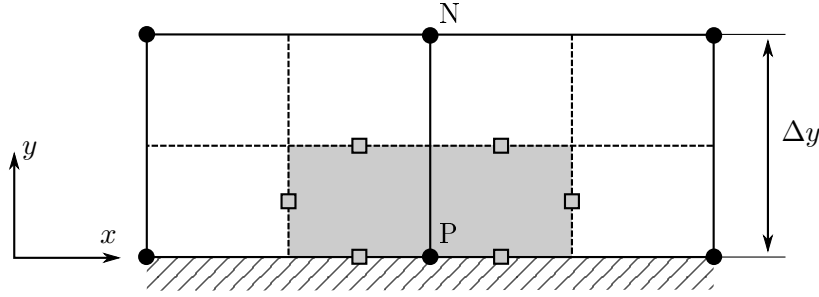


Abb. 3.2: Kontrollvolumen an einer Wand

Das in ANSYS CFX verwendete *Automatic Near-Wall Treatment*-Modell verbindet die beiden aufgelisteten Ansätze miteinander, indem sie durch eine Wichtungsfunktion miteinander verknüpft werden.

In Abbildung 3.2 ist beispielhaft ein Kontrollvolumen um den Gitterpunkt  $P$  dargestellt:  $P$  liegt direkt auf der Wand und sein nördlicher Nachbar  $N$  ist der wandnächste Punkt. Der Abstand beider Punkte wird als Wandabstand  $\Delta y$  bezeichnet. Aus der Haftbedingung folgt für undurchlässige Wände, dass die Relativgeschwindigkeit des Fluids an der Wand Null ist. Bei einer unbewegten Wand gilt die Dirichlet-Randbedingung

$$\bar{u}_{i,\text{Wand}} = 0 \quad . \quad (3.33)$$

Durch die Haftbedingung verschwinden in der Transportgleichung für den Impuls mit Ausnahme des diffusiven Flusses alle Terme der Transportgleichung (Gl. 3.31). Der Fluss der turbulenten kinetischen Energie  $k$  wird in der Wandzelle künstlich auf Null gesetzt und eine Neumann-Randbedingung umgesetzt:

$$F_k = 0 \quad . \quad (3.34)$$

Das *Automatic Near-Wall Treatment*-Modell wird nachfolgend für hydraulisch glatte und hydraulisch raue Wände vorgestellt.

### Behandlung hydraulisch glatter Wände

**Impuls** Bei hydraulisch glatten Wänden (Index  $g$ ) wird der Fluss des wandparallelen Impulses  $F_{I,g}$  aus dem Geschwindigkeitsprofil berechnet. Er ist definiert als

$$F_{I,g} = -\rho \cdot u_{\tau,g} \cdot u_g^* \quad (3.35)$$

und entspricht damit nach Gleichung 2.5 der Wandschubspannung  $\tau_w$ . Die Faktoren  $u_{\tau,g}$  und  $u_g^*$  werden in Abhängigkeit des Wandabstands  $\Delta y$  bestimmt durch

$$u_{\tau,g} = \sqrt[4]{(u_{\tau,v,g})^4 + (u_{\tau,\log,g})^4} \quad (3.36)$$

$$u_g^* = \sqrt[4]{(u_{\tau,v,g})^4 + (u_{\log,g}^*)^4} \quad (3.37)$$

Der Summand  $u_{\log,g}^*$  geht nach [Menter, 1993] auf Bradshaw zurück. Er postuliert, dass die Schubspannung in der Wandgrenzschicht proportional zur turbulenten kinetischen Energie  $k$  ist. Es gilt

$$\tau = \rho \sqrt{C_\mu} k \quad (3.38)$$

mit der Konstanten  $C_\mu = 0,09$ . Die einzelnen Terme der Gleichungen 3.37 und 3.36 sind definiert als

$$u_{\tau,v,g} = \sqrt{\nu \left| \frac{U^{(N)}}{\Delta y} \right|} \quad (3.39)$$

$$u_{\tau,\log,g} = \frac{U^{(N)}}{\frac{1}{\kappa} \ln y_g^+ + C} \quad (3.40)$$

$$u_{\log,g}^* = \sqrt{\sqrt{C_\mu} k^{(N)}} \quad (3.41)$$

Hierbei beschreiben  $U^{(N)}$  und  $k^{(N)}$  die wandparallele Geschwindigkeit bzw. turbulente kinetische Energie im wandnächsten Gitterpunkt und  $C = 5,2$  die Konstante im logarithmischen Wandgesetz. Für den dimensionslosen Wandabstand  $y_g^+$  gilt

$$y_g^+ = \frac{\Delta y \cdot u_{\tau,g}}{\nu} \quad (3.42)$$

**Turbulente Dissipationsrate** Für die turbulente Dissipationsrate ist an der Wand eine Lösung bekannt, welche statt der Lösung der Transportgleichung eine direkte Berechnung gestattet [s. Wilcox, 2006]:

$$\omega_{w,g} = \omega_{v,g} \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{\omega_{\log,g}}{\omega_{v,g}} \right)^2} \quad (3.43)$$

mit

$$\omega_{v,g} = \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta y)^2} \quad (3.44)$$

$$\omega_{\log,g} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu} \kappa \nu} \frac{u_g^{*2}}{y_g^+} \quad (3.45)$$

### Behandlung hydraulisch rauher Wände

Die Abbildung von hydraulisch rauhen Wänden (Index  $r$ ) wird von [Lechner u. Menter, 2004] beschrieben. Es handelt sich um eine Erweiterung der Wandbehandlung für hydraulisch glatte Wände um die Rauheitsfunktionen  $R_u$  und  $R_\omega$  sowie eine modifizierte Definition des Wandabstandes. Letztgenannter ist bei hydraulisch rauhen Wänden festgelegt als

$$\Delta y_r = \max \left( \Delta y; \frac{k_s}{2} \right) \quad (3.46)$$

$$y_r^+ = \max \left( \frac{\Delta y_r \cdot u_r^*}{\nu}; 0,2 \right) . \quad (3.47)$$

Damit wird die Verdrängungswirkung der Rauheit um die halben äquivalente Sandrauheit  $k_s$  berücksichtigt und der dimensionslose Wandabstand nach unten begrenzt. Für die dimensionslose äquivalente Sandrauheit gilt

$$k_s^+ = \frac{k_s \sqrt{\hat{u}_{\tau,r} \cdot u_r^*}}{\nu} . \quad (3.48)$$

Somit wird bei der Entdimensionierung der äquivalenten Sandrauheit sowohl die Rauheitswirkung auf die Wandschubspannung als auch auf die turbulente kinetische Energie berücksichtigt:

$$\hat{u}_{\tau,r} = \sqrt[4]{(u_{\tau,v,r})^4 + \left( \frac{U(N)}{\frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y_c}{k_s} \right) + 8} \right)^4} \quad (3.49)$$

$$y_c = \max \left( \Delta y_r; 1,2 \cdot k_s \cdot e^{-3,28} \right) . \quad (3.50)$$

**Impuls** Der Fluss des Impulses in der Wandzelle wird mit

$$F_{I,r} = -\rho \cdot R_u \cdot u_{\tau,r} \cdot u_r^* \quad (3.51)$$

berechnet. Die erhöhte Wandschubspannung wird durch die Rauheitsfunktion  $R_u = f(R_1, W)$  und einem geänderten Konstantenansatz in den Termen von Gleichung 3.51 abgebildet:

$$u_{\tau,r} = \sqrt[4]{(u_{\tau,v,r})^4 + (u_{\tau,\log,r})^4} \quad (3.52)$$

$$u_r^* = \sqrt[4]{(u_{\tau,v,r})^4 + (u_{\log,r}^*)^4} . \quad (3.53)$$

Die einzelnen Funktionen lauten

$$u_{\tau,v,r} = \sqrt{\nu \left| \frac{U^{(N)}}{\Delta y} \right|} \quad (3.54)$$

$$u_{\tau,\log,r} = \frac{U^{(N)}}{\frac{1}{\kappa} \ln y_a^+ + C} \quad (3.55)$$

$$u_{\log,r}^* = \sqrt[4]{C_\mu} \sqrt{k^{(N)}} \quad (3.56)$$

mit der Rauheitsfunktion

$$R_u = R_1 \cdot (1 - W) + W \quad (3.57)$$

Die Rauheitsfunktion  $R_1$  bildet das Verhältnis der Wandschubspannung bei hydraulisch glatten und hydraulisch vollrauen Wänden mit dem Modell von [Colebrook, 1939] (vgl. Gl. 2.9) ab:

$$R_1 = \frac{u_{\log,glatt}^+}{u_{\log,rau}^+} = \frac{\frac{1}{\kappa} \ln y_a^+ + C}{\frac{1}{\kappa} \ln y_a^+ + C - \frac{1}{\kappa} \ln (1 + 0,3k_s^+)} \quad (3.58)$$

mit

$$y_a^+ = \max \left( \max (y_r^+; 1,5 \cdot (1 + 0,3k_s^+)); 1 \right) \quad (3.59)$$

Der Abhängigkeit der Rauheitswirkung von der äquivalenten Sandrauheit  $k_s$  wird durch die Wichtungsfunktion  $W$  Rechnung getragen:

$$W = \frac{\cos(\alpha\pi) + 1}{2} \quad (3.60)$$

$$\alpha = \min \left( \frac{y_r^+}{C_1}; 1 \right) \quad (3.61)$$

**Turbulente Dissipationsrate** Die spezifische Dissipationsrate  $\omega_{w,r}$  wird an der Wand durch

$$\omega_{w,r} = R_\omega \cdot \sqrt{\omega_{v,r}^2 + \omega_{\log,r}^2} \quad (3.62)$$

mit

$$\omega_{v,r} = \frac{6}{\beta_1} \frac{u_r^{*2}}{\nu y_r^{+2}} \quad (3.63)$$

$$\omega_{\log,r} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu} \kappa \nu} \frac{u_r^{*2}}{y_r^+} \quad (3.64)$$

bestimmt. Die Rauheitsfunktion für  $\omega$  lautet

$$R_\omega = R_2 \cdot W + 1 - W \quad (3.65)$$

mit

$$R_2 = \frac{1}{\left(1 + \sqrt{C_2 \frac{\omega_{w,glatt}}{\omega_{w,rau}}}\right)^2} . \quad (3.66)$$

Hierbei ist das Verhältnis der spezifischen Dissipationsrate bei hydraulisch glatten und hydraulisch rauhen Wänden definiert als

$$\frac{\omega_{w,glatt}}{\omega_{w,rau}} = \frac{6}{\beta S_R y_b^{+2}} , \quad (3.67)$$

wobei

$$S_R = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_s^+}\right)^2 & , \quad k_s^+ < 25 \\ \frac{100}{k_s^+} & , \quad k_s^+ \geq 25 \end{cases} \quad (3.68)$$

und

$$y_b^+ = \min(y_r^+; 2) \quad (3.69)$$

gilt.

Der Variablenansatz für die Behandlung hydraulisch rauher Wände lautet

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0,09 \\ C_1 &= \max(8,0; 18,0 - k_s^+) \\ C_2 &= \max(1,0; 4,0 - 0,3 \cdot k_s^+) . \end{aligned}$$

Die beiden Variablen  $C_1$  und  $C_2$  wurden von Lechner u. Menter für das  $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodell an einer ebenen Couette-Strömung kalibriert und sind ab  $k_s^+ > 10$  konstant.

## 4 Verwendete Methoden

### 4.1 Experimentelle Methoden

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde eine Versuchspumpe in einem geschlossenen hydraulischen Prüfstand mit enthärtetem Stadtwasser untersucht. Der Pumpenantrieb erfolgte durch einen zweipoligen Asynchron-Motor mit einer Nennleistung von 22 kW. Der Systemdruck im Kessel (Kesselvolumen:  $V = 8 \text{ m}^3$ ) kann mit Druckluft soweit erhöht werden, dass ein kavitationsfreier Pumpenbetrieb sichergestellt ist. Die Wassertemperatur wurde durch eine manuell geregelte Kühlung begrenzt. Stromauf der Versuchspumpe befindet sich zur Vermeidung von drallbehafteter Anströmung ein Strömungsgleichrichter in der Saugleitung. Die Länge der Einlaufstrecke beträgt  $16 D$ . Zur Variation des Volumenstroms kam eine druckseitig angebrachte Regelklappe mit elektrischem Stellantrieb zum Einsatz.

#### 4.1.1 Versuchspumpe

Zur Untersuchung der Strömung und Validierung der Simulationen wurde eine Versuchspumpe konstruiert und gefertigt. Die spezifische Drehzahl der Pumpe beträgt bei der untersuchten Drehzahl  $n = 1450 \frac{1}{\text{min}}$

$$n_q = 13,4 \frac{1}{\text{min}} .$$

Die hydraulische Ausführung basiert auf einer Serienpumpe und die geometrische Kenndaten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zur Verringerung fertigungsbedingter Toleranzen, wie Sie bei Gussverfahren auftreten, wurden die einzelnen Bauteile aus rostfreiem Edelstahl gefräst bzw. gedreht. Die strömungsführenden Oberflächen sind zudem poliert und weisen eine mittlere Rauheitstiefe von  $R_a = 0,01 \mu\text{m}$  bis  $0,41 \mu\text{m}$  auf. Somit kann im Ausgangszustand von hydraulisch glatten Wänden ausgegangen werden.

Zur Verbesserung der experimentellen Zugänglichkeit wurde ein modularer Aufbau der Versuchspumpe gewählt. Die Radseitenräume und der Dichtspalt werden durch drehbare Komponenten begrenzt und das Spiralgehäuse ist getrennt ausgeführt. Den schematischen Aufbau der Pumpe zeigt Abbildung 4.1.

Tab. 4.1: Geometrische Kenndaten der Versuchspumpe

	Abmessung
Außenradius Laufrad ( $r_2$ )	164,5 mm
Radius Saugmund	54,0 mm
Eintrittsradius Spiralgehäuse ( $r_4$ )	168,5 mm
Radius Spiralzunge	177,2 mm
Eintrittshöhe Radseitenräume ( $s_{ax}$ )	13,0 mm
Radius Dichtspalt ( $r_{Sp}$ )	62,15 mm
Spaltweite ( $s$ )	0,7 mm
Länge Dichtspalt ( $l_{Sp}$ )	18,0 mm

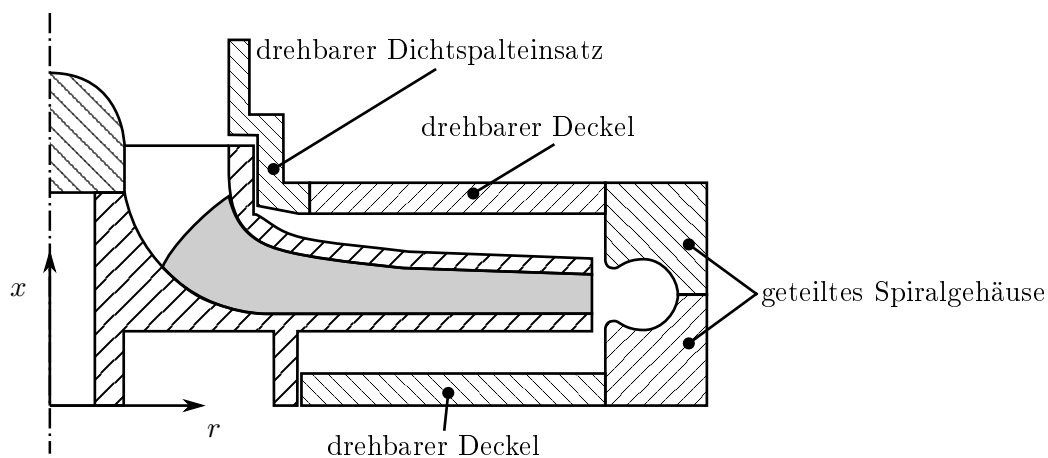


Abb. 4.1: Schematischer Meridianschnitt der Versuchspumpe

#### 4.1.2 Erzeugung rauer Wände

Zur Untersuchung von Rauheitseffekten wurde ein Konzept zur Erzeugung rauer Wände entwickelt und umgesetzt. Das Konzept erfüllt folgende Anforderungen:

- Ähnlichkeit der Rauheitsstruktur mit der gussrauen Oberfläche von Serienpumpen (richtungsunabhängige, stochastische Verteilung),
- Reproduzierbarkeit,
- Rückführbarkeit der modifizierten Wände auf den Ausgangszustand,
- Kenntnis der Oberflächengeometrie.

In Zusammenarbeit mit der Firma *Schweißtechnische Lehr- und Versuchsanstalt Mecklenburg-Vorpommern GmbH* wurde ein Verfahren erarbeitet, mit dem Oberflächenstrukturen nahezu identisch repliziert werden können. Als Vergleichsrauheit wird die Oberfläche einer baugleichen

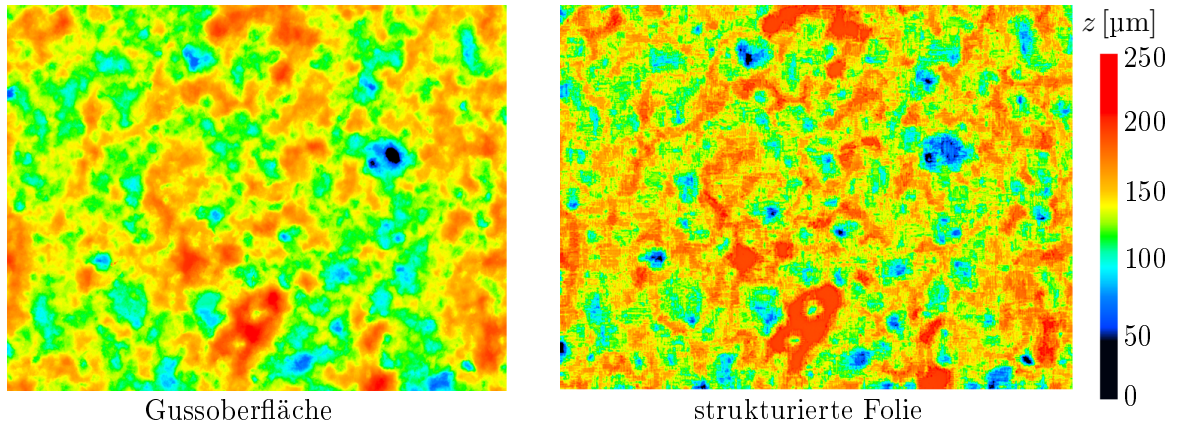


Abb. 4.2: Vergleich zwischen gescannter und reproduzierter Gussoberfläche

sandgegossenen Serienpumpe ausgewählt, um so die Übertragbarkeit der Ergebnisse sicherzustellen. Der Replikationsprozess erfolgt durch schrittweises Abtragen von Material mit einem Piko-sekundenlaser in einer 5-Achs-Bearbeitungsanlage. Als Versuchsträger dient eine handelsübliche, selbstklebende Kunststoffolie mit einer Dicke von  $360\text{ }\mu\text{m}$ .

Vor dem eigentlichen Replikationsprozess wird die Oberflächenstruktur optisch mit einem 3D-Konfokalmikroskop erfasst. Beim Scannen konnte eine räumliche Auflösung von  $1\text{ nm}$  in Höhen- und  $1,5\text{ }\mu\text{m}$  in Querrichtung erreicht werden. Die Genauigkeit des Replikationsprozesses beträgt  $10\text{ }\mu\text{m}$  in Höhen- und  $22\text{ }\mu\text{m}$  in Querrichtung. Die raue Oberflächenstruktur der Kunststoffoli-  
en ( $R_a = 18\text{ }\mu\text{m}$ ,  $R_z = 254\text{ }\mu\text{m}$ ) wurde schließlich durch Wiederholung eines Grundfeldes mit den Kantenlängen  $12,6\text{ mm} \times 9,0\text{ mm}$  erzeugt. Dabei wurden die Grundfelder zur Vermeidung von Diskontinuitäten an den Kanten gespiegelt. Abbildung 4.2 zeigt das Höhenprofil des Gussteils und der Replik im Vergleich.

Zur Untersuchung des Rauheitseinflusses wurden die strukturierten Folien in die Spirale und die Wände im vorderen Radseitenraum geklebt (siehe Abb. 4.3), da in diesen Bereichen ein großer Rauheitseinfluss zu erwarten ist.

Beim Aufkleben stellte sich anfangs heraus, dass der Polymerkleber durch die Strukturierung der Folien so beschädigt wurde, dass die Folien im Betrieb von der Pumpe ablösten. Zur Behebung dieses Problems musste die ursprüngliche Kleberschicht chemisch und mechanisch von der strukturierten Trägerfolie entfernt und anschließend durch eine neue Kleberschicht ersetzt werden.

#### 4.1.3 Messgrößen und -orte

Zur Bestimmung der Pumpenkennlinie müssen der statische Druckaufbau  $\Delta p_{stat}$  zwischen der Saug- und Druckseite und das Drehmoment  $M$  an der Welle bei verschiedenen Volumenströmen  $\dot{V}$  aufgenommen werden. Die Druckmessstellen sind auf der Saugseite  $4D$  und auf der Drucksei-



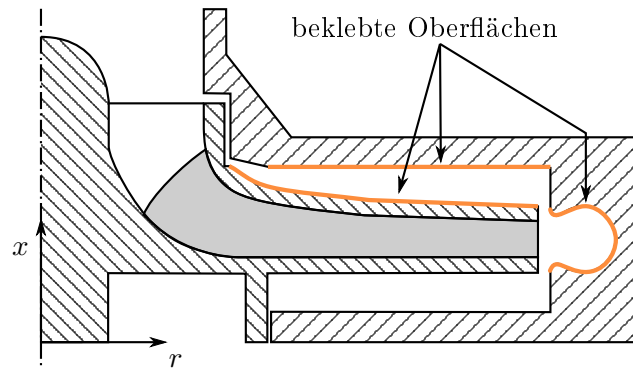


Abb. 4.3: Bektelte Oberflächen zur Untersuchung der Rauheitswirkung

te  $2D$  von den Flanschen der Versuchspumpe entfernt angebracht und mit vier Messbohrungen ausgeführt, vgl. DIN EN ISO 9906 Klasse 1. Ein magnetisch-induktiver Durchflussmesser (MID) erfasst den Volumenstrom in einem senkrechten Rohrabschnitt auf der Pumpendruckseite. Die Fluideigenschaften Dichte und Viskosität werden anhand der Temperatur- und Druckmessungen in der Saugleitung ermittelt. Ein Drehzahl- und Drehmomentsensor ist zur Bestimmung der Leistungsaufnahme der Pumpe zwischen Motor und Lagerträger der Pumpe eingebaut.

Zusätzlich zur Bestimmung der hydraulischen Kenndaten der Pumpen werden zur Charakterisierung der Strömung und späteren Validierung der Strömungssimulationen Druck-, Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsmessungen in den verlustreichen Regionen der Pumpe durchgeführt.

Zur Charakterisierung der Spiralströmung und deren Wechselwirkung mit der Strömung in den Radseitenräumen sind über den Umfang der Spirale 15 Druckmessbohrungen eingebracht, die im Bereich um die Spiralzunge ( $\alpha = -15^\circ \dots 20^\circ$ ) eine Winkelteilung von  $\Delta\alpha = 5^\circ$  aufweisen.

Die kreisrunden Deckel zur Begrenzung der Radseitenräume sind am Spiralgehäuse befestigt und können gedreht werden. In den Deckeln sind zur Erfassung des radialen Druckabbaus Messstellen auf vier Radien vorgesehen. Durch Verdrehen der Deckel kann eine räumliche Auflösung der Druckmessung von  $\Delta\alpha = 10^\circ$  im vorderen und  $\Delta\alpha = 30^\circ$  im hinteren Radseitenraum erreicht werden. Dies erlaubt die Analyse der Strömungswechselwirkung mit den angrenzenden Bereichen. Im vorderen Radseitenraum sind zusätzlich ein  $30^\circ$ -Ausschnitt aus Plexiglas für den optischen Zugang zur Geschwindigkeitsmessung und drei Zugänge für die Wandschubspannungsmessung eingebracht. So können sowohl das Geschwindigkeitsfeld in der Kernströmung als auch in der Wandgrenzschicht untersucht werden.

Der Dichtspalt der Pumpe wird durch einen ebenfalls drehbaren Einsatz begrenzt. Zur Bestimmung der Drosselwirkung und der Kopplung mit der Radseitenraumströmung kann die Druckverteilung auf fünf axialen Positionen mit einer Winkelteilung von  $\Delta\alpha = 30^\circ$  erfasst werden.

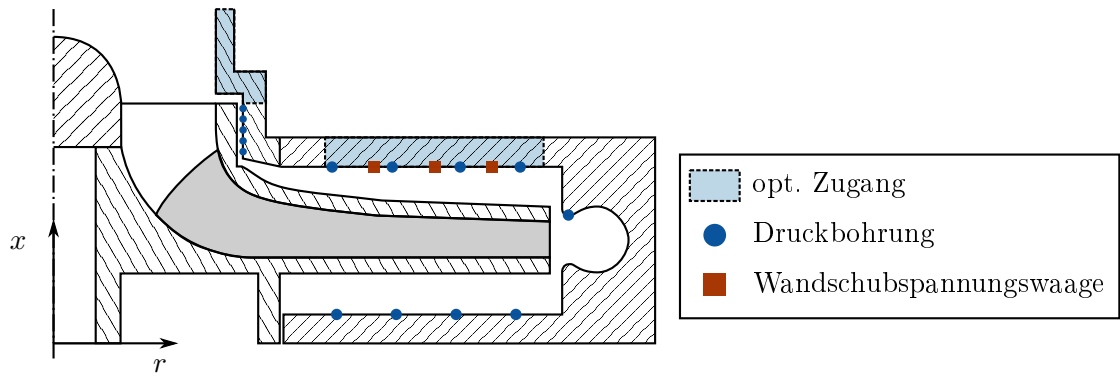


Abb. 4.4: Übersicht aller Messstellen der Versuchspumpe

Für die Beschreibung des durch die Spaltströmung in den Saugmund und das Saugrohr eingebrachten Vordralls wird das Geschwindigkeitsprofil vermessen. Hierzu steht ein verdrehbares Bauteil mit optischem Zugang zur Verfügung. Ein Fenster aus Plexiglas erlaubt die Messung der Umfangs- und Axialgeschwindigkeit vom Ende des Dichtspalts direkt am Saugmund bis zu einer Position  $1D$  stromauf.

Alle Druckmessbohrungen in der Versuchspumpe sind mit einem Durchmesser von  $D = 0,5 \text{ mm}$  auf einer Länge von  $l = 0,5 \text{ mm}$  ausgeführt. Nach [Nitsche u. Brunn, 2006] führt die gewählte Geometrie zu einer geringen Messunsicherheit. Weil Grate einen großen Einfluss auf die Genauigkeit von Druckmessungen besitzen müssen diese vermieden werden. Daher wurden alle Messbohrungen von der benetzten Seite aus durch Bohren oder Drahterodieren hergestellt.

In der Versuchspumpe können somit der statische Druck an insgesamt 267 Positionen und die Wandschubspannung an 40 Positionen gemessen werden. Der optische Zugang im Radseitenraum und im Saugmund ist über den gesamten Umfang möglich. Die Lage aller Messstellen ist in Abbildung 4.4 zusammengefasst.

#### 4.1.4 Herkömmliche Messtechnik

Die Messdatenerfassung sowie die Prüfstandsteuerung erfolgte mit einem Prüfstandrechner mit Profibusschnittstelle und einem Embedded Controller. Der Controller erfasst die Messdaten mit 400 MHz in Echtzeit. In Tabelle 4.2 sind die eingesetzten Sensoren mit der vom Hersteller angegebenen systematischen Messunsicherheit zusammengefasst.

Zur Erfassung der Druckverteilung sind die Messstellen mit Schläuchen über eine Sammelleitung mit zwei Drucksensoren verbunden. Zwischen den Messstellen und der Sammelleitung befinden sich zur Absperrung Magnetventile, die während der Versuche nacheinander geöffnet wurden.

Zur optischen Messung der Geschwindigkeit im Saugmund und im Radseitenraum kommt ein  $1D$ -Laser-Doppler-Anemometer (LDA) zum Einsatz. Der verwendete Neodym-YAG Laser besitzt eine Wellenlänge von  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , eine Leistung von  $P = 300 \text{ mW}$  und eine Brennweite

Tab. 4.2: Verwendeten Sensoren und systematische Messunsicherheit

Messwert	Sensortyp	Endwert	syst. Unsicherheit
Druck Saugseite	Absolutdrucksensor	2,5 bar	0,25 % v. E.
Druck Druckseite	Absolutdrucksensor	6,0 bar	0,25 % v. E.
Druckverteilung	Absolutdrucksensor	2,5 bar	0,25 % v. E.
Druckverteilung	Absolutdrucksensor	6,0 bar	0,25 % v. E.
Temperatur	Widerstandsthermometer	500 °C	$0,03\text{ °C} + 0,0005 \cdot T$
Drehmoment	Messflansch	100 N m	0,05 %
Volumenstrom	MID	$120 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$	0,5 % v. M.
Wandschubspannung	Wandreibungswaage	1 kPa	k. A.

$f = 250$  mm. Das LDA ist auf einem 3-Achs-Traversensystem befestigt, welches unter Berücksichtigung von Vibration, Wiederanfahrge nauigkeit und Linearitätsfehler eine Positioniergenauigkeit von  $0,8\text{ mm} \pm 0,5\text{ mm}$  erlaubt. Das LDA wird in Rückwärtsstreuung betrieben. Die Länge der Halbachsen des Messvolumens beträgt etwa  $0,17\text{ mm} \times 3,0\text{ mm}$ . Als Seeding Material wurden natürlich vorkommende Schwebeteilchen sowie Vestosint genutzt.

#### 4.1.5 Wandschubspannungsmessung

In Abschnitt 2.4 ist dargestellt, dass die Einsatzbedingung in Pumpen sehr rau sind und dass die Wandschubspannungsamplitude mit  $\tau_w \approx 1\text{ kPa}$  sehr hoch ist. Da auf eine vollständige Eigenentwicklung verzichtet werden sollte, wurde ein Prototypensensor der Firma *Lenterra Inc.* vom Typ *M1k* zusammen mit einem Controller zur Messdatenerfassung erworben und eingesetzt.

Der Prototyp funktioniert nach dem Prinzip der Wandschubspannungswaage und gehört damit zur Gruppe der direkten Wandschubspannungssensoren. Anhand des schematischen Aufbaus in Abbildung 4.5 kann das Messprinzip erklärt werden. Ein kreisrunder Schwimmer (1) mit einem

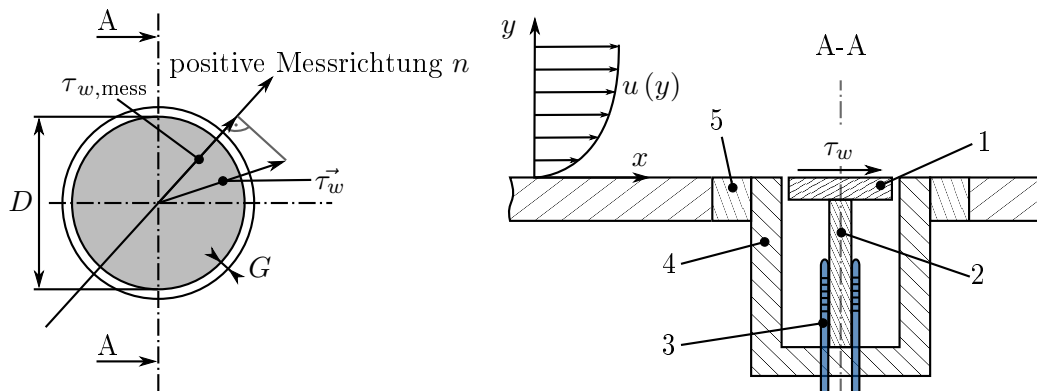


Abb. 4.5: Prinzipieller Aufbau der Wandschubspannungswaage und Richtungsabhängigkeit des Messsignals

Durchmesser von 2,19 mm ist auf einem dünnen Biegebalken (2) angebracht. Wird der Schwimmer überströmt, lenkt ihn die wirkende Kraft aus. Der Wandschubspannungswert ergibt sich aus dem Integral der in Messrichtung zeigenden Kraftkomponente über die Sensoroberfläche. Zur Erfassung der Auslenkung des Biegebalkens sind zwei optische Leiter (3) mit eingeschriebenem Faser-Bragg-Gitter (FBG) beidseitig am Fuß des Biegebalkens befestigt. Demnach wird mit dem Sensor nur die Komponente des Wandschubspannungsvektors, die in innerhalb der Ebene der optischen Leiter liegt gemessen (eindimensionales Messprinzip). Zur Bestimmung der Amplitude und Richtung des Wandschubspannungsvektors muss der Sensor folglich gedreht werden.

Die Einbautiefe des Sensors stellt hinsichtlich der Messunsicherheit einen kritischen Parameter dar und kann durch ein Außengewinde im Gehäuse (4) auf etwa 40 µm genau eingestellt werden (das entspricht einer 45°-Drehung). Da durch das Verdrehen des Sensors aber auch dessen Einbautiefe verändert werden würde, musste ein drehbarer Adapter entworfen werden (5). Durch den Einbau des Sensors in diesen Adapter kann die Verdrehung des Sensors ohne Veränderung der Einbautiefe realisiert werden.

Der Sensoraufbau und die umgesetzte Messwerterfassung erlauben im Kontext von hydraulischen Strömungsmaschinen eine räumlich und zeitlich fein aufgelöste Erfassung der Wandschubspannung. Aufgrund der in der Pumpe herrschenden hohen Reynolds-Zahl eignet sich das Messsystem jedoch nicht zur Untersuchung von Wandturbulenz, da der Durchmesser des Schwimmers mit rund 1500 viskose Längen  $l_v^+ = \frac{\nu}{u_\tau}$  zu groß ist und die erreichbare Messfrequenz deutlich unterhalb der geschätzten turbulenten Zeitskala von  $\frac{u_\tau^2}{\nu} \approx 0,5$  MHz liegt.

### Bekannte Fehlerursachen bei der Messung mit Wandschubspannungswaagen

Aus der Literatur ist bekannt, dass die direkte Messung der Wandschubspannung mit Waagen eine Herausforderung darstellt. [Tropea u. a., 2007] benennt folgende Aspekte:

- Um- und Durchströmung des Spalts zwischen dem Schwimmer und dem Sensorgehäuse,
- Effekte durch falsche Ausrichtung des Schwimmers (Einbaufehler),
- Fehler durch Kräfte infolge eines Druckgradienten,
- Beschleunigung.

Weiterhin bewirken ungenaue Messungen bei der Kalibrierung (Referenzkraft, Sensoroberfläche, Auslenkung) eine systematische Unsicherheit der Messung. Es sind nur wenige allgemeingültige Untersuchungen zur Messunsicherheit von Wandschubspannungssensoren bekannt. [Allen, 1977] untersuchte die Einflüsse des Einbaufehlers  $\Delta y$  und der Spaltweite  $G$  auf die Messunsicherheit einer Wandschubspannungswaage bei Überschallströmung. In Abbildung 4.6 ist die relative Messunsicherheit als Funktion von den Verhältnissen Einbaufehler  $\Delta y$  zu Grenzschichtdicke  $\delta$  und Durchmesser  $D$  zu Spaltweite  $G$  aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass die Messunsicherheit bei gleichem

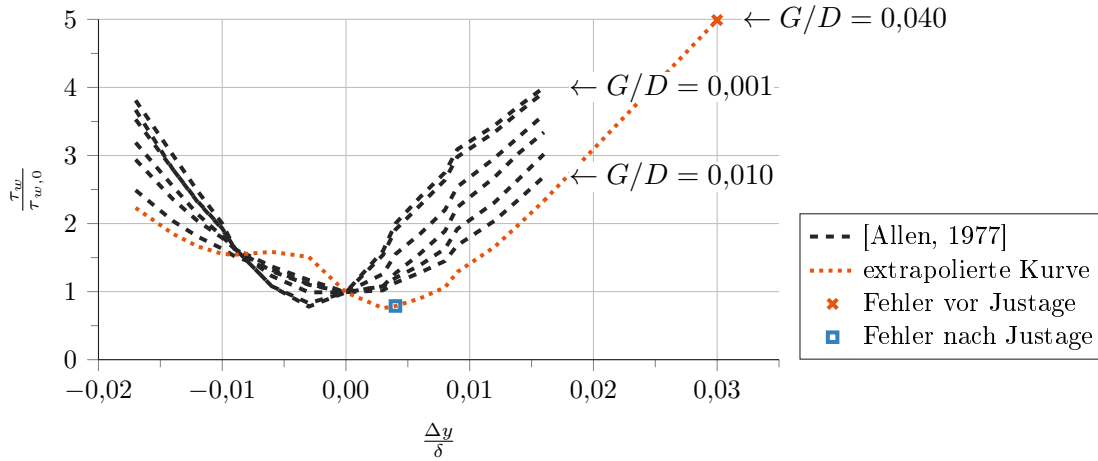


Abb. 4.6: Messfehler von Wandschubspannungswaagen infolge Einbaufehler nach [Allen, 1977]

Einbaufehler besonders stark vom Verhältnis von Spaltweite zum Durchmesser des Schwimmers auswirkt. Für die weiteren Betrachtungen werden die dargestellten Zusammenhänge qualitativ übertragen.

### Reduktion des Einbaufehlers

Mithilfe eines optischen Abstandssensors mit einer Messgenauigkeit von  $1\,\mu\text{m}$  wurde festgestellt, dass der Schwimmer des Sensors im Auslieferungszustand  $z = 40\,\mu\text{m}$  oberhalb des Sensorgehäuses positioniert war. Basierend auf der geschätzten Grenzsichtdicke  $\delta = 1,3\,\text{mm}$  und der bekannten Sensorgeometrie ergeben sich die Verhältnisse  $\frac{y}{\delta} = 0,03$  und  $\frac{G}{D} = 0,04$ . Aus einer Extrapolation der in Abbildung 4.6 dargestellten Literaturdaten kann der Messfehler durch den gemessenen Justagefehler qualitativ auf den Faktor 5 geschätzt werden. Tatsächlich wichen die vorläufigen Messergebnisse gegenüber Simulationen um den Faktor 2,3 ab.

Im Rahmen der durchgeführten Arbeiten wurde der Schwimmer neu justiert und der Einbaufehler konnte auf  $\Delta y = 5\,\mu\text{m}$  reduziert werden. Der anhand der Literaturdaten von Allen abgeschätzte Messfehler konnte so um den Faktor 10 verringert werden. In Abbildung 4.6 sind der Einbaufehler vor und nach der Neujustage zur Veranschaulichung eingetragen.

### Bestimmung der Schwimmeroberfläche

Zur Berechnung der Wandschubspannung ist die Kenntnis der Oberfläche des Schwimmers erforderlich. Herstellerseitig wird die Oberfläche des kreisrunden Schwimmers aus dem gemessenen Durchmesser berechnet. Die Messunsicherheit bei der Bestimmung des Durchmessers wird mit 0,5 % angegeben. Aus der Fehlerfortpflanzung folgt daraus für die Bestimmung der Fläche eine Unsicherheit von 1 %.

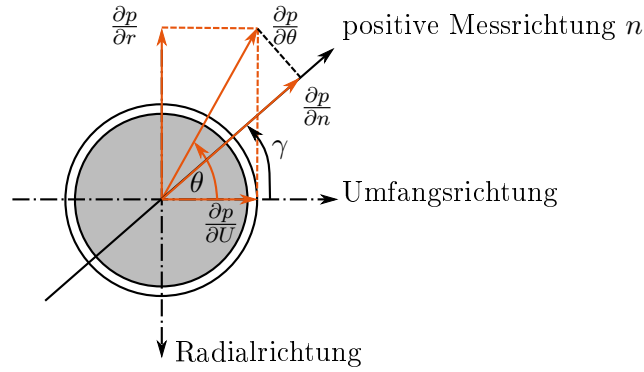


Abb. 4.7: Wirkrichtung des Druckgradientens auf den Schwimmer

Mithilfe eines optischen Mikroskops konnte die Oberfläche mit höherer Genauigkeit bestimmt werden. Anhand der ermittelten Daten war es möglich, den Kalibrierfaktor der Sensoren um 2 % zu korrigieren.

### Wirkung und Berücksichtigung des Druckgradienten

Es wurde weiterhin festgestellt, dass der Schwimmer um etwa  $0,5^\circ$  gekippt ist. Infolge des herrschenden Druckgradientens wirkt daher auf die projizierte Fläche eine Kraft, die den Schwimmer zusätzlich ausgelenkt. Zur Korrektur des Messwertes wurde zunächst durch Interpolation der Messdaten der Druckgradient in Radial- und Umfangsrichtung am Messort ermittelt. Nach Abbildung 4.7 gilt für den in Messrichtung  $y$  wirkenden Druckgradienten  $\frac{\partial p}{\partial n}$

$$\theta = \arctan \frac{\partial p / \partial r}{\partial p / \partial U} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial U}\right)^2} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial \theta} \cdot \cos |\theta - \gamma| \quad (4.3)$$

Der Druck wirkt auf die projizierte Fläche  $A_{\text{projiziert}}$  des gekippten Schwimmers, welche eine Ellipse mit den Halbachsen  $a$  und  $b$  beschreibt. Es gilt

$$A_{\text{projiziert}}(x) = b \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \cdot dx \quad (4.4)$$

Mit der Notation in Abbildung 4.8 kann die zusätzliche Kraft  $F$  als Summe der Teilkräfte über alle Ellipsensegmente gemäß

$$F = \sum A_{\text{projiziert}}(x) \cdot \Delta p(x) \quad (4.5)$$

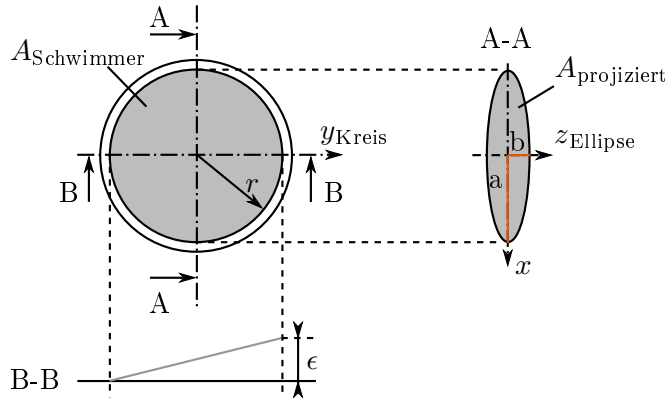


Abb. 4.8: Projizierte Fläche des Schwimmers

bestimmt werden. Unter der Annahme, dass der Einbaufehler klein gegenüber dem Durchmesser des Sensors ist, ergibt sich die Druckdifferenz  $\Delta p(x)$  mit der Kreisformel aus

$$\begin{aligned}\Delta p(x) &= \frac{\partial p}{\partial n} \cdot y_{\text{Kreis}} \\ &= \frac{\partial p}{\partial n} \cdot \sqrt{r^2 - x^2} \quad .\end{aligned}\tag{4.6}$$

Aus den Gleichungen 4.5 bis 4.6 folgt mit  $a = r$  und  $b = \frac{\epsilon}{2}$  schließlich

$$\begin{aligned}F &= 2\epsilon \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \int_0^r \sqrt{r^2 - x^2} \sqrt{1 - \frac{x^2}{r^2}} dx \\ &= \frac{4}{3} \epsilon \cdot r^2 \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \quad .\end{aligned}\tag{4.7}$$

Damit gilt für den druckbedingten Wandschubspannungsfehler  $\tau_{w,p}$  der Zusammenhang

$$\begin{aligned}\tau_{w,p} &= \frac{F}{A_{\text{Schwimmer}}} \\ &= \frac{4}{3} \cdot \frac{\epsilon}{\pi} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \quad .\end{aligned}\tag{4.8}$$

Die Größenordnung der Korrektur beträgt richtungs- und betriebspunktabhängig etwa 10 Pa. Sie ist mit  $\frac{\tau_{w,p}}{|\tau_w|} \approx 2\%$  gegenüber der Amplitude klein.

#### 4.1.6 Abgeleitete Größen

Aus den Messwerten an der druck- ( $DS$ ) und saugseitigen ( $SS$ ) Messstelle sowie der Pumpengeometrie können die hydraulischen Kenndaten der Versuchspumpe bestimmt werden. Die Förderhöhe  $H$  wird berechnet durch

$$H = \frac{\Delta p_{tot}}{\rho g} = \frac{p_{DS} - p_{SS}}{\rho g} + \frac{c_{DS}^2 - c_{SS}^2}{2g} + z_{DS} - z_{SS} \quad (4.9)$$

mit den statischen Drücken  $p$ , der lokalen Strömungsgeschwindigkeit  $c = \frac{\dot{V}}{A}$  und den geodätischen Höhen  $z$  an den Messquerschnitten. Der innere Wirkungsgrad  $\eta_i$  lautet nach Gleichung 1.2

$$\eta_i = \frac{\rho g \dot{V} H}{\Omega M} .$$

Zur Bestimmung des hydraulischen Wirkungsgrades wurde das zwischen Motorwelle und Lager gemessene Drehmoment um das Reibungsmoment des Lagers bereinigt.

Die an den Orten  $i$  gemessenen statischen Drücke werden durch den dimensionslosen Druckbeiwert  $c_p$  ausgedrückt. Dieser gibt die normierte Druckdifferenz zum Druck an der saugseitigen Messstelle wieder. Es gilt

$$c_p = \frac{p_{i,stat} - p_{SS,stat}}{\frac{\rho}{2} u_2^2} . \quad (4.10)$$

Zur Charakterisierung der Wandschubspannung  $\tau_w$  dient der dimensionslose Reibbeiwert  $c_f$ . Dieser ist in dieser Arbeit definiert als

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} u_2^2} . \quad (4.11)$$

#### 4.1.7 Messunsicherheit

Die Messunsicherheit  $u$  einer beliebigen Messgröße  $\phi$  setzt sich aus dem systematischen Anteil  $\Delta\phi_s$  und einem zufälligen Anteil  $\Delta\phi_z$  zusammen [Coleman u. Steele, 2009]. Es gilt

$$u_\phi = |\Delta\phi_s| + |\Delta\phi_z| . \quad (4.12)$$

Während die systematische Unsicherheit der Messaufnahme durch den Hersteller angegeben werden (vgl. Tab. 4.2), resultiert der zufällige Anteil aus den Messbedingungen. Mit dem arithmetischen Mittelwert  $\bar{\phi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\phi_i)$ , der Standardabweichung  $s_{\bar{\phi}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\phi_i - \bar{\phi})^2}$  und der Vertrauensgrenze  $\tau \cdot s_{\bar{\phi}}$  gilt für den zufälligen Anteil

$$\Delta\phi_z = \tau \cdot s_{\bar{\phi}} . \quad (4.13)$$



Tab. 4.3: Messunsicherheit der Druckmessungen

	$u_{c_p,mean}$	$u_{c_p,max}$	$u_{c_p,mean,rel}$
vorderer RSR	0,012	0,023	1,7 %
hinterer RSR	0,013	0,021	1,7 %
Dichtspalt	0,008	0,017	12,5 %
Spiralgehäuse	0,013	0,024	1,6 %

Nicht direkt messbare Größen sind Funktionen mehrerer direkt messbarer Größen. Die Messunsicherheit einer nicht direkt messbare Größen  $u_\phi$  kann aus der Fortpflanzung der Einzelunsicherheiten  $u_x$ ,  $u_y$ ,  $u_z$  bestimmt werden. Unter der Annahme, dass die zufälligen Fehler größer als die systematischen Fehler sind, ist die quadratische Gauß'sche Fehlerfortpflanzung anzuwenden:

$$\phi = f(x_1, \dots, x_n)$$

$$u_\phi = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \cdot u_{x_i} \right)^2} . \quad (4.14)$$

Die Unsicherheit aller Messgrößen ist mit 95%-Vertrauensniveau berechnet. Sie wird in den Abbildungen als Fehlerbalken dargestellt, sofern das die Lesbarkeit nicht beeinträchtigt. Die Messunsicherheit der hydraulischen Pumpenkennwerte beträgt weniger als 1 % vom Mittelwert und die Messunsicherheit der Druckmessungen ist in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

## 4.2 Numerische Methoden

Zur numerischen Untersuchung der Versuchspumpe wurde ein dreidimensionales Modell aller hydraulischen Komponenten erstellt und Simulationen mit der instationären RANS-Methode durchgeführt. Das SST-Modell wurde zusammen mit dem CC zur Turbulenzmodellierung verwendet. Die verwendeten Rechengitter werden in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. In den Abschnitten 4.2.2 und 4.2.3 werden dann die gewählten Rand- und Anfangsbedingungen sowie die gewählten Einstellungen des Solvers vorgestellt. Abschließend erfolgt in Abschnitt 4.2.4 eine Diskussion der Unsicherheiten bei der numerischen Simulation.

Mit Ausnahme der verwendeten Rechengitter und der Berücksichtigung von Oberflächenrauheit entspricht das gewählte Vorgehen der bisherigen Herangehensweise zur Strömungssimulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl.

### 4.2.1 Gittererstellung

Zur Erzeugung eines numerischen Modells der Pumpe wurden für die einzelnen Komponenten der Pumpe separate Rechengitter mit der Software *ICEM CFD* von *ANSYS Inc.* erstellt. Das

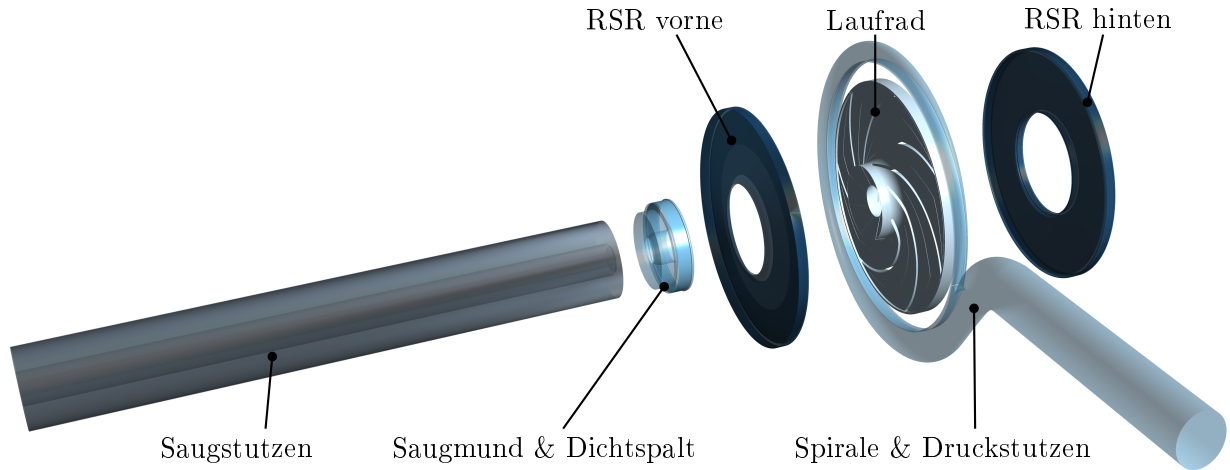


Abb. 4.9: Unterteilung des numerischen Modells in separate Domains

in Abbildung 4.9 gezeigte Modell umfasst den Saug- und Druckstutzen, das Laufrad mit allen Schaufelkanälen, den vorderen und hinteren Radseitenraum, den Dichtspalt und das Spiralgehäuse. Alle Domains wurden blockstrukturiert mit Hexaeder-Elementen diskretisiert, da diese Elementform eine höhere Netzqualität und Berechnungseffizienz erlaubt als z. B. Tetraeder oder Prismen. Um den Einfluss der Grenzschichtmodellierung zu untersuchen, muss bei Verwendung des in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Modells der Wandabstand  $\Delta y$  variiert werden. Folglich wurden in dieser Arbeit zwei Rechengitter mit gleicher Blockstruktur und wandferner Diskretisierung, jedoch unterschiedlichem Wandabstand erstellt. Die Wandabstände wurden so gewählt, dass im Bestpunkt im Flächenmittel für das low-Re-Gitter (LR)  $y^+ = 1$  und für das Wandfunktionsgitter (WF)  $y^+ = 100$  gilt. Beim low-Re-Gitter wurde zur Auflösung der Grenzschichtströmung eine feinere Diskretisierung umgesetzt, wobei zur Vermeidung zu hoher Seitenverhältnisse (engl. Aspect Ratio (AR)) mit hängenden Knoten gearbeitet wurde.

In Abbildung 4.10 ist die unterschiedliche Diskretisierung der Grenzschicht beispielhaft für die Spiralzunge dargestellt. Die erforderliche Auflösung der wandfernen Bereiche wurde mithilfe einer Gitterstudie bestimmt, welche nachfolgend in Abschnitt 4.2.5 vorgestellt wird. Wichtige Kenndaten der Gitter sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tab. 4.4: Kenndaten der Rechengitter

Gitter	$y^+$	Gitterknoten	kl. Gitterwinkel	max. MEF	max. AR
LR	1	$25,1 \times 10^6$	$23^\circ$	23	4789
WF	100	$8,9 \times 10^6$	$27^\circ$	21	89

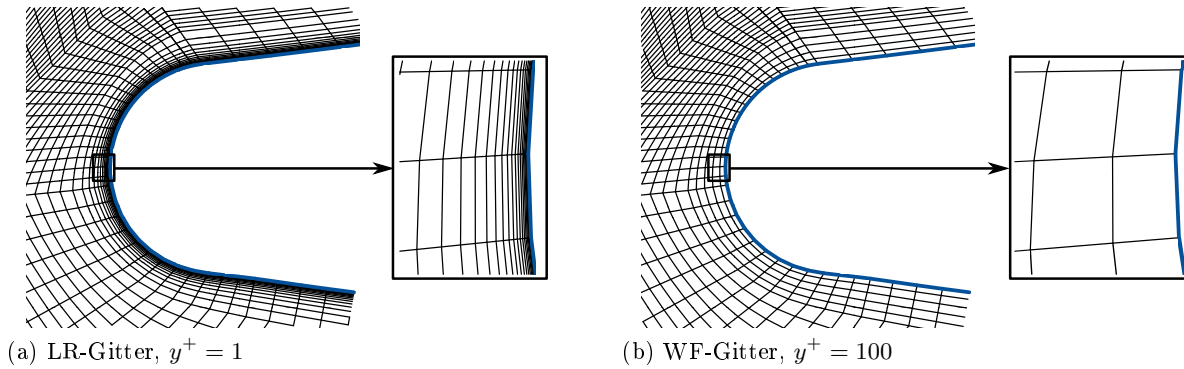


Abb. 4.10: Detail der Grenzschichtauflösung beider Rechengitter an der Spiralzunge

### 4.2.2 Solvereinstellungen

In Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen wurde in allen Simulationen einphasiges Wasser als Fluid angenommen. Kompressibilitäts- und thermische Effekte wurden vernachlässigt. Die Kopplung der einzelnen Domains erfolgte mit General Grid Interfaces (GGIs). GGIs interpolieren die Werte zwischen den Domainrändern und gewährleisten die Konservativität der Lösung. Die stationäre Rotor-Stator-Interaktion wurde durch zeitabhängige Veränderung der Laufradposition zu jedem Zeitschritt berücksichtigt (*Transient Rotor-Stator-Kopplung*). Dieser Ansatz erlaubt im Vergleich zur *frozen-rotor*-Kopplung eine bessere Abbildung der Strömungsphysik, benötigt jedoch größere Rechenressourcen.

Die Zeitschrittweite  $\Delta t$  zur zeitlichen Diskretisierung wurde so gewählt, dass die Laufraddrehung pro Zeitschritt  $3^\circ$  mit dem WF- und  $1,5^\circ$  mit dem LR-Gitter beträgt. Die resultierende CFL-Zahl ist im quadratischen Mittel bei Betrieb im Bestpunkt 6,5 bzw. 7,5 und damit für beide Rechengitter vergleichbar.

Die Rechnungen wurden mit einfacher Genauigkeit durchgeführt und der Mittelwert der Variablen wurde über eine Laufradumdrehung berechnet, sobald die überwachten Größen einen statistisch stationären Zustand aufweisen. Die erzielten Residuen waren im Bestpunkt im quadratischen Mittel kleiner gleich  $1 \times 10^{-5}$ .

### 4.2.3 Rand- und Anfangsbedingungen

Am Einlass der Pumpe wurde eine Druckrandbedingung definiert, das Fluid strömt senkrecht zur Fläche ein und die Gradienten der Turbulenzgrößen sind Null. Der betriebspunktabhängige Massenstrom wurde am Auslass vorgegeben. Alle Wände sind adiabatisch und es gilt die Haftbedingung. In der Ausgangskonfiguration sind alle benetzten Wände hydraulisch glatt. Zur Untersuchung der Rauheitswirkung wurde an den Wänden der Spirale und des vorderen Radseitenraums die äquivalente Sandrauheit  $k_s = 60 \mu\text{m}$  vorgegeben.

Die instationären Simulationen benötigen eine Startlösung, mit der das Strömungsfeld initialisiert wird. Hierfür wurden zunächst stationäre Rechnungen mit *frozen-rotor*-Kopplung durchgeführt und den Simulationen mit Wandfunktionsgitter als Anfangsbedingung vorgegeben. Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden dann als Startbedingung für die Simulationen auf dem low-Re-Gitter genutzt.

#### 4.2.4 Betrachtung der Unsicherheit von Strömungssimulationen

Bei Strömungssimulationen treten, wie bei Experimenten auch, Unsicherheiten auf. Diese entstehen infolge von Abweichung zwischen realer und simulierter Geometrie sowie Rundungs-, Iterations-, Diskretisierungs- und Modellierungsfehlern. Aufgrund der Vielfalt der einzelnen Einflussfaktoren und deren fallspezifischer Wichtung ist eine genaue Angabe der Gesamtunsicherheit von Strömungssimulationen bei komplexen Pumpenströmungen nahezu unmöglich. Nach [Roache, 1997] kann im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Diskretisierungs- und Modellierungsfehler die Hauptunsicherheiten in Simulationen bilden.

Der Modellierungseinfluss der Rotor-Stator-Kopplung und der Turbulenz auf die Genauigkeit von Strömungssimulationen wurde von [Gugau, 2004] am Beispiel von Radialpumpen mittlerer spezifischer Drehzahl ( $n_q = 20 \frac{1}{\text{min}} \dots 28 \frac{1}{\text{min}}$ ) untersucht. Neben diesen beiden Schwerpunkten wurde ebenfalls der Einfluss der Wandbehandlung für eine frei abströmende Laufradströmung ( $n_q = 28 \frac{1}{\text{min}}$ ) betrachtet. Die Ergebnisse zeigen, dass die Kopplungsart bei Pumpen der untersuchten spezifischen Drehzahl gegenüber der Turbulenzmodellierung und Wandbehandlung dominant ist, wobei die transiente Rotor-Stator-Kopplung die Messung besser abbildet. Gugau zeigt außerdem, dass die Geschwindigkeitsprofile und die tatsächliche Laufradkennlinie durch Simulationen mit LR-Wandbehandlung besser abgebildet werden.

Wie in Kapitel 1 erläutert wurde, treten in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl hohe Verluste durch Reibungseffekte in den Wandgrenzschichten auf. Daher ist in diesem Anwendungsfall davon auszugehen, dass die Modellierung der Wandgrenzschichtströmung einen wesentlichen Einfluss auf die Genauigkeit der Strömungssimulation hat.

Zur Wandbehandlung wird in der industriellen Praxis mehrheitlich die Methode der Wandfunktion eingesetzt. Diese Grenzschichtmodellierung basiert sowohl für hydraulisch glatte als auch raue Wände auf dem logarithmischen Wandgesetz (Gl. 2.6). Erfahrungen zur Verteilung des Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes und der Einfluss auf die hydraulischen Kenngrößen und das Strömungsfeld sind für die Simulationen von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl aus der Literatur bisher nicht bekannt.

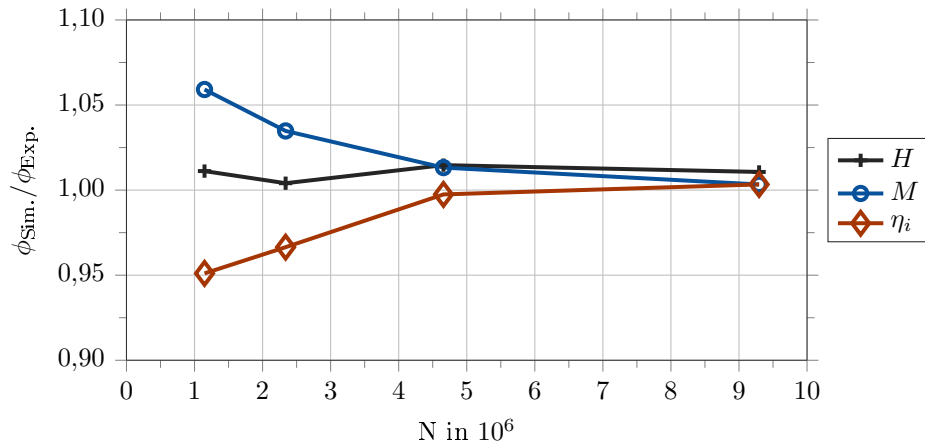


Abb. 4.11: Abhängigkeit der Pumpenkennwerte von der räumlichen Diskretisierung

#### 4.2.5 Abschätzung des Diskretisierungsfehlers

Der Diskretisierungsfehler beschreibt die Differenz zwischen der exakten Lösung der partiellen Differentialgleichungen und der exakten Lösung der diskretisierten Gleichungen. Er kann als einzige Fehlerquelle mathematisch durch den Grid-Convergence-Index (GCI) nach [Roache, 1997] quantifiziert werden. Der GCI basiert auf einer Richardson-Extrapolation von diskreten Lösungen auf ähnlichen Gittern mit unterschiedlicher räumlicher Diskretisierung.

Das von [Celik u. a., 2008] beschriebene Verfahren zur Bestimmung des GCI wurde für die hydraulischen Pumpenkennwerte beim Bestpunkt angewendet. Der Wandabstand des ersten Gitterknotens blieb bei  $y^+ \approx 100$ , um die Art der Grenzschichtmodellierung nicht gleichzeitig zu variieren. Abbildung 4.11 zeigt ein Ergebnis der Gitterstudie für die Kennwerte Förderhöhe, Drehmoment und Wirkungsgrad. Es wird deutlich, dass die Förderhöhe  $H$  bereits mit geringer Auflösung gitterunabhängig ist. Im Gegensatz dazu weisen das Drehmoment  $M$  und damit auch der Wirkungsgrad  $\eta_i$  erst beim feinsten Gitter eine gitterunabhängige Lösung auf. Der Diskretisierungsfehler für das feinste Gitter ist in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Tab. 4.5: Diskretisierungsfehler der Pumpenkennwerte

Variable $\phi$	$e_a^{21}$	$e_{\text{ext}}^{21}$	$GCI_{\text{fein}}^{21}$
Förderhöhe $H$	0,4 %	0,2 %	0,3 %
Drehmoment $M$	1,0 %	0,8 %	1,0 %
Wirkungsgrad $\eta_i$	0,6 %	0,1 %	0,2 %

### 4.2.6 Methode zur Abschätzung des Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes

Modellierungsfehler bezeichnen den Unterschied zwischen der realen Strömungsphysik und dem vereinfachten mathematischen Modell zu deren Beschreibung. Sie können durch den Vergleich der Ergebnisse mit experimentellen Validierungsdaten oder DNS-Rechnungen bewertet werden. Dieser Vorgang ermöglicht auch die Modellkalibrierung, jedoch stehen zum Vergleich meist nur einfache Strömungen als Testfälle zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Vorgehen zur qualitativen Abschätzung des lokalen Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes in Pumpensimulationen entwickelt. Die Grundidee des Verfahrens ist, das logarithmische Wandgesetz mit Referenzdaten der Versuchspumpe zu vergleichen. Da die experimentellen Ergebnisse aber keine Aussagen über die Strömung innerhalb der Grenzschicht zulassen, müssen alternative Daten zum Vergleich herangezogen werden. Nach DIN 1319 ist das Gebrauchsnorm „ein Normal das unmittelbar oder über einen oder mehrere Schritte mit einem Bezugsnorm kalibriert [...] wird“. Dabei ist das Bezugsnorm als „ein Normal von der höchsten örtlich verfügbaren Genauigkeit“ definiert. Diesen Gedanken aufgreifend, können die Simulationsergebnisse mit der low-Re-Wandbehandlung als Referenzlösung (Gebrauchsnorm) aufgefasst werden. Voraussetzung hierfür ist, dass die Simulationsergebnisse anhand Messdaten validiert werden können.

Das logarithmische Wandgesetz beschreibt innerhalb der Wandgrenzschicht zwischen  $y^+ > 30$  und  $\frac{y}{\delta} < 0,3$  den Geschwindigkeitsverlauf. Der absolute Modellierungsfehler  $F_m$  des Wandgesetzes ergibt sich somit aus der Differenz von Gleichung 2.6 und der berechneten Verteilung der wandparallelen Geschwindigkeitskomponente:

$$F_m = u_{\text{Gl. 2.6}}^+ - u_{CFD,LR}^+ \quad (4.15)$$

Der mittlere relative Fehler  $f_m$  ist definiert als

$$f_m = \frac{F_m}{u_{CFD,LR}^+} \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{u_{\text{Gl. 2.6}}^+(y_i^+)}{u_{CFD,LR}^+(y_i^+)} - 1 \right| \cdot 100 \% \quad (4.16)$$

In Gleichung 4.16 wird der Betrag des Modellierungsfehlers an diskreten Punkten verwendet, um eine Kompensation von absoluten Fehlern mit unterschiedlichen Vorzeichen zu vermeiden.

Zur Veranschaulichung ist der Modellierungsfehler des logarithmischen Wandgesetzes beispielhaft für eine ebene Plattenströmung dargestellt. In Abbildung 4.12 sind Geschwindigkeitsprofile an drei unterschiedlichen Entfernungen zum Plattenbeginn sowie das logarithmische Wandgesetz abgebildet. Das erste Profil entstammt dem Anfangsbereich der Plattengrenzschicht und das lo-

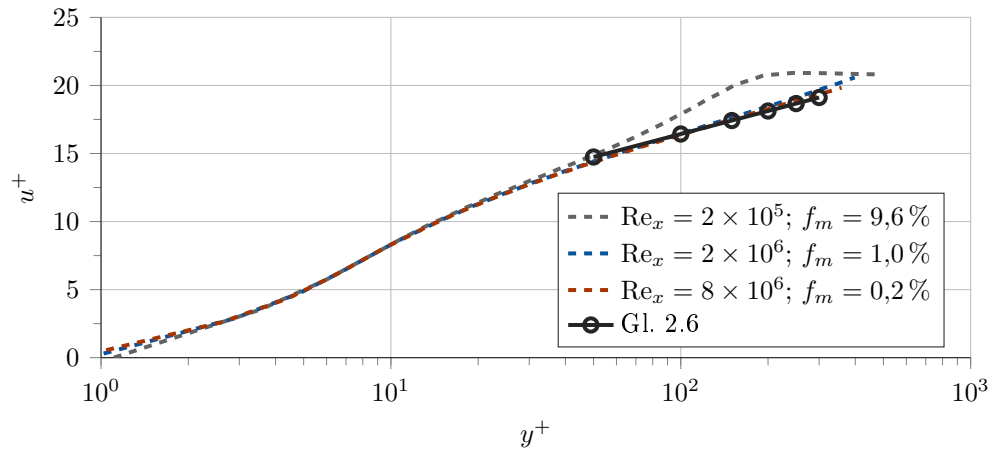


Abb. 4.12: Beispielhafte Geschwindigkeitsprofile einer Plattengrenzschicht

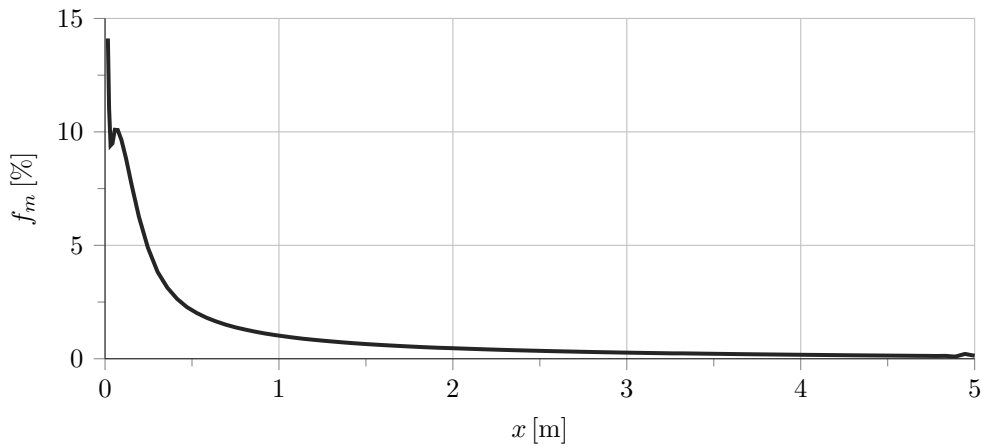


Abb. 4.13: Modellierungsfehler über Lauflänge einer Plattengrenzschicht

garithmischen Wandgesetz weicht hier deutlich ab. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass dieses erst weiter stromab mit den berechneten Geschwindigkeitsprofilen übereinstimmt.

Die Abweichungen des logarithmischen Wandgesetzes am Anfang der Plattengrenzschicht resultiert dementsprechend in hohen Modellierungsfehlern, siehe Abbildung 4.13. Ursächlich hierfür ist, dass die turbulente Grenzschicht zum einen nicht ausgebildet und zum anderen die mit der Lauflänge  $x$  gebildete Reynolds-Zahl  $Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu}$  nach [Pope, 2000] zu niedrig ist. Mit steigender Lauflänge bildet sich die turbulente Grenzschichtströmung dann aus und die Reynolds-Zahl steigt an. Folglich kann die Grenzschichtströmung immer besser durch das logarithmische Wandgesetz beschrieben werden, da ab hier die zugrunde liegenden Modellannahmen erfüllt werden: Der Modellierungsfehler  $f_m$  sinkt entsprechend ab.

## 5 Numerische Untersuchungen

In diesem Abschnitt werden die Simulationen der Pumpenströmung mit hydraulisch glatten und rauen Wänden anhand der hydraulischen Kenndaten validiert. Die beobachteten Abweichungen mit der Wandfunktion-Wandbehandlung sind Inhalt einer Modellierungsfehler- und Verlustanalyse. In diesem Zusammenhang werden auch die Regionen mit hohen Verlusten identifiziert. Anhand der Ergebnisse wird abschließend eine Methodik zur Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl unter Berücksichtigung der Rauheitswirkung und anderer dominanter Verluste entwickelt.

### 5.1 Validierung des numerischen Modells anhand hydraulischer Kenndaten

Bei der Computational Fluid Dynamics (CFD)-Anwendung für Pumpen sind die hydraulischen Kenndaten in der Regel die wichtigsten Ergebnisgrößen. Diese dienen zur Validierung der numerischen Ergebnisse für die Versuchspumpe mit hydraulisch glatten und rauen Wänden. Dabei wird der Einfluss der Grenzschichtmodellierung auf die Genauigkeit der Ergebnisse untersucht.

In Abbildung 5.1 sind die hydraulischen Kenndaten der Versuchspumpe, normiert auf den Bestwert bei hydraulisch glatten Wänden, aufgetragen. Die Förderhöhenkurve weist mit hydraulisch glatten Wänden bei  $\dot{V}^* \approx 1,07$  eine Sattelinstabilität auf (siehe Abb. 5.1a). Aus den durchgeführten Simulationen ist erkennbar, dass diese Instabilität aus der Wechselwirkung zwischen der Spiral-, Radseitenraum- und Laufradabströmung resultiert.

Der Förderhöhenverlauf sinkt durch die erhöhten Reibungsverluste bei rauen Wänden ab. Die Verringerung der Förderhöhe ist bei Überlast ( $-11\%$ ) deutlicher als bei Teillast ( $-6\%$ ). Der numerisch bestimmte Druckaufbau ist bei hydraulisch glatten Wänden für  $\dot{V}^* \leq 1,0$  unabhängig von der Art der Wandbehandlung und gibt den gemessenen Verlauf wieder. Bei Überlast unterscheiden sich die Resultate jedoch deutlich. Während das Ergebnis mit der LR-Methode innerhalb der Messunsicherheit liegt, wird die Förderhöhe mit der WF-Methode um  $7,5\%$  überschätzt. Bei hydraulisch rauen Wänden werden qualitativ ähnliche Ergebnisse erzielt: Der Druckaufbau weicht mit LR-Wandbehandlung  $6\%$  von den Messwerten ab, wohingegen bei Verwendung einer WF bei Überlast eine Überschätzung um  $15\%$  erfolgt.



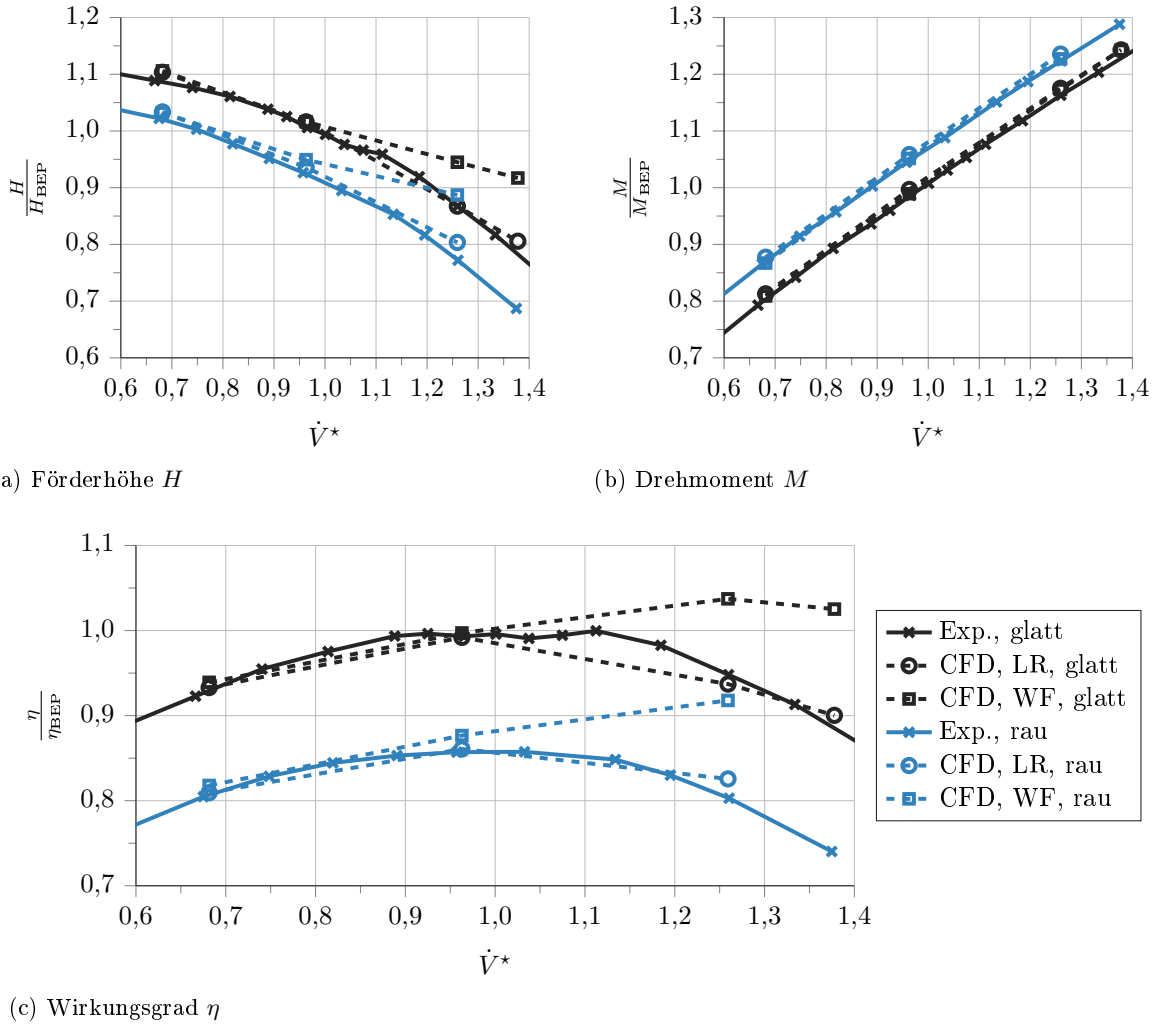


Abb. 5.1: Hydraulische Kenndaten der Versuchspumpe

Der in Abbildung 5.1b dargestellte Drehmomentverlauf zeigt den zu erwartenden gleichmäßigen Anstieg mit zunehmendem Volumenstrom. Unabhängig von der Grenzschichtmodellierung stimmen die CFD-Ergebnisse mit den Messdaten bei hydraulisch glatten und rauen Wänden überein.

Der Wirkungsgrad der Versuchspumpe besitzt bei hydraulisch glatten Wänden aufgrund der Instabilität der Förderhöhenkurve kein ausgeprägtes Maximum<sup>1</sup>, siehe Abbildung 5.1c. Der Verlauf kann mit LR-Wandbehandlung bei allen Betriebspunkten im Rahmen der Messunsicherheit reproduziert werden. Im Gegensatz dazu tritt bei Verwendung einer WF bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,26$ ) eine Differenz von 6 % auf. Dadurch ist die Lage des Bestpunktes zu einem größeren Volumenstrom hin verschoben. Die numerischen Ergebnisse zeigen bei hydraulisch rauen Wände einen qualita-

<sup>1</sup>Die Bestpunktlage ist mit einer Polynomfunktion dritten Grads approximiert.

tiv ähnlichen Verlauf wie bei hydraulisch glatten Wänden: Die Differenz zum Messwert beträgt mit WF 8 % und mit der LR-Methode weniger als 2 %. In Anbetracht der Unsicherheit bei der Bestimmung der äquivalenten Sandrauheit zur Berücksichtigung der Rauheit, der Modellierung des hydraulisch übergangsrauen Regimes, der erhöhten Verluste im Experiment durch die Verdrängungswirkung der Rauheitsfolie und der Messunsicherheit ist das LR-Ergebnis hinsichtlich der erreichten Genauigkeit als sehr positiv zu bewerten.

Die Ergebnisse bestätigen, dass die Rauheitswirkung bei der Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl mit hydraulisch rauen Wänden nicht vernachlässigt werden darf, da die hydraulischen Kenndaten sonst über den gesamten Betriebsbereich fehlerhaft bestimmt werden. Außerdem ist die korrekte Bestimmung der Bestpunktlage von der Art der gewählten Grenzschichtmodellierung abhängig. Es wird gezeigt, dass die Wandbehandlung mit der LR-Methode zur realitätsnahen Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl geeignet ist.

## 5.2 Modellierungsfehler des logarithmischen Wandgesetzes

In Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl wird ein großer Teil der Verluste innerhalb der Wandgrenzschichten verursacht. Die numerische Berechnung der Grenzschichtströmung über hydraulisch glatte und raue Wände erfolgt heutzutage vorwiegend durch Modellierung mit dem logarithmischen Wandgesetz (WF-Methode), da dieses Verfahren im Vergleich zur direkten Berechnung der Grenzschichtströmung (LR-Methode) einen deutlich geringeren Vernetzungs- und Rechenaufwand erfordert.

Beim Vergleich der hydraulischen Kenndaten wird gezeigt, dass mit der WF-Methode Abweichungen gegenüber den Messdaten auftreten und dass die Bestpunktlage fehlerhaft bestimmt wird. In diesem Abschnitt wird der Modellierungsfehler des logarithmischen Wandgesetzes anhand der in Abschnitt 4.2.6 vorgestellten Methode<sup>2</sup> untersucht, um die Gründe der beobachteten Abweichungen aufzuzeigen. Die vorgestellte Analyse gibt einen Überblick der lokalen Verteilung des Modellierungsfehlers, zeigt deren strömungsmechanische Ursachen auf, benennt Auswirkungen auf das Rechenergebnis und ermöglicht schließlich eine zielgerichtete Anpassung der Grenzschichtbehandlung zur Reduktion des Modellierungsfehlers.

In Tabelle 5.1 ist der flächengewichtete Mittelwert des Modellierungsfehlers  $f_m$  nach Gleichung 4.16 für die verlustreichen Regionen der Versuchspumpe zusammengefasst. Der mittlere Modellierungsfehler zeigt, mit Ausnahme des Laufrads, nur eine geringe Abhängigkeit vom Betriebspunkt.

---

<sup>2</sup>Die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse unter Verwendung der LR-Methode mit den Messdaten bestätigt die in Abschnitt 4.2.4 getroffene Annahme, dass die Simulationen mit dieser Wandbehandlungsmethode als Referenzlösung zur Bestimmung des Modellierungsfehlers verwendet werden können.

Tab. 5.1: Flächengewichteter Mittelwert des Modellierungsfehlers  $f_m$  in verlustreichen Regionen

	$\dot{V}^* = 0,68$	$\dot{V}^* = 0,96$	$\dot{V}^* = 1,26$
Dichtspalt	35 %	38 %	36 %
Laufblad	34 %	30 %	28 %
vorderer RSR	12 %	12 %	13 %
hinterer RSR	5 %	5 %	5 %
Spiralgehäuse	10 %	10 %	10 %

### 5.2.1 Lokale Verteilung des Modellierungsfehlers

Da der Mittelwert nicht zur gezielten Verbesserung der numerischen Berechnung geeignet ist, ist die lokale Verteilung des Modellierungsfehlers für zwei Betriebspunkte in Abbildung 5.2 und 5.3 dargestellt.

Hohe lokale Modellierungsfehler sind in folgenden Bereichen zu erkennen:

- Laufblad: Befestigungskappe im Saugmund, Schaufeleintrittskante, Schaufeldruckseite sowie Trag- und Deckscheibe im Diffusorabschnitt.
- Spiralgehäuse: Spiralzunge und Diffusor
- Vorderer Radseitenraum und Dichtspalt: Deckscheibe im Radseitenraum im Bereich  $0,50 < r^* < 0,65$  und die rotierende Wand im Dichtspalt

Im Vorgriff auf die detaillierten Ergebnisse und die vertiefende Validierung der numerischen Ergebnisse werden nachfolgend strömungsmechanischen Ursachen für den hohen Modellierungsfehler in diesen Bereichen und deren mögliche Auswirkung auf die Genauigkeit der Strömungssimulation diskutiert.

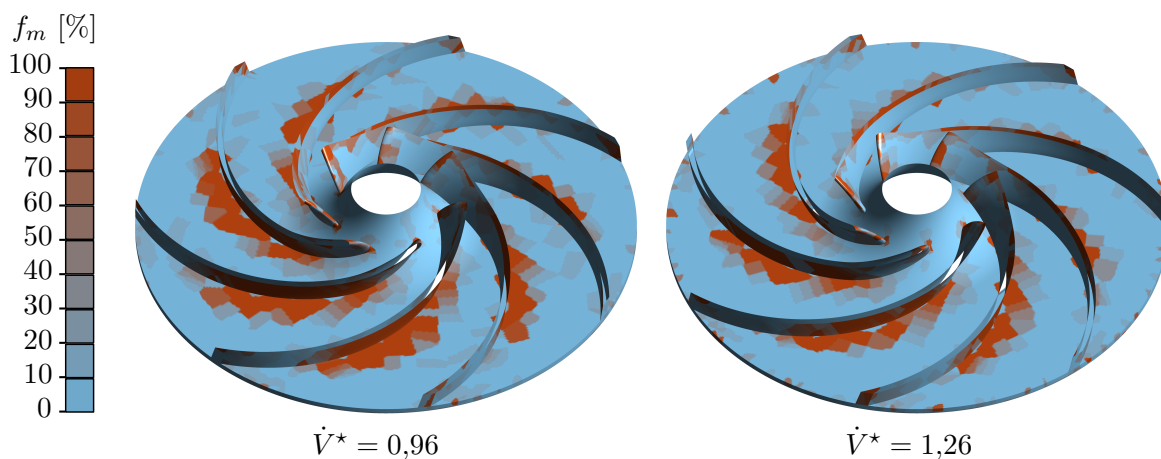
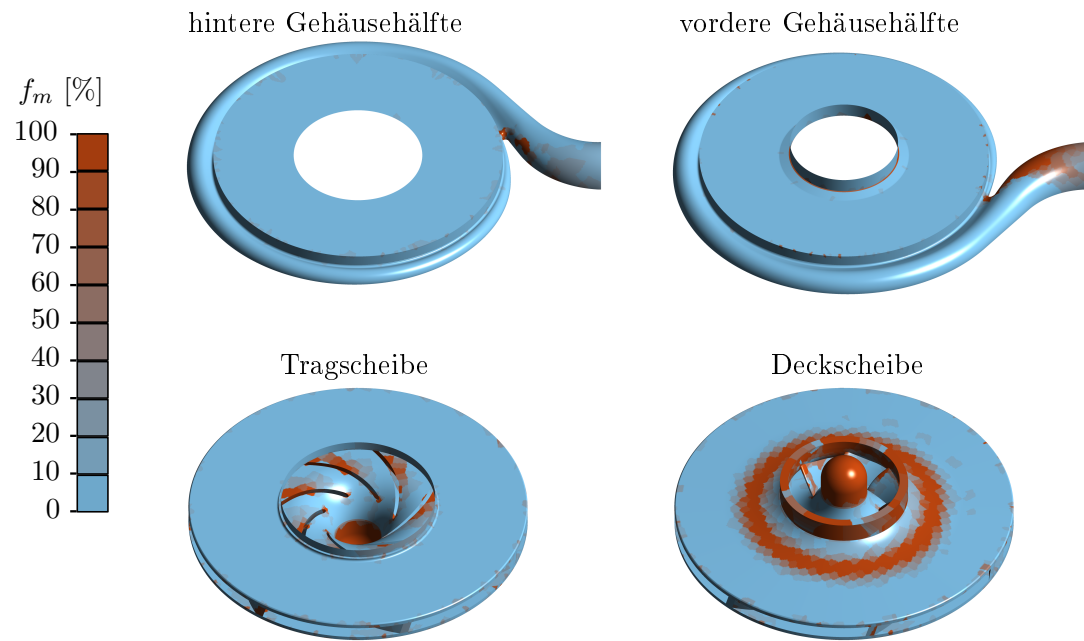
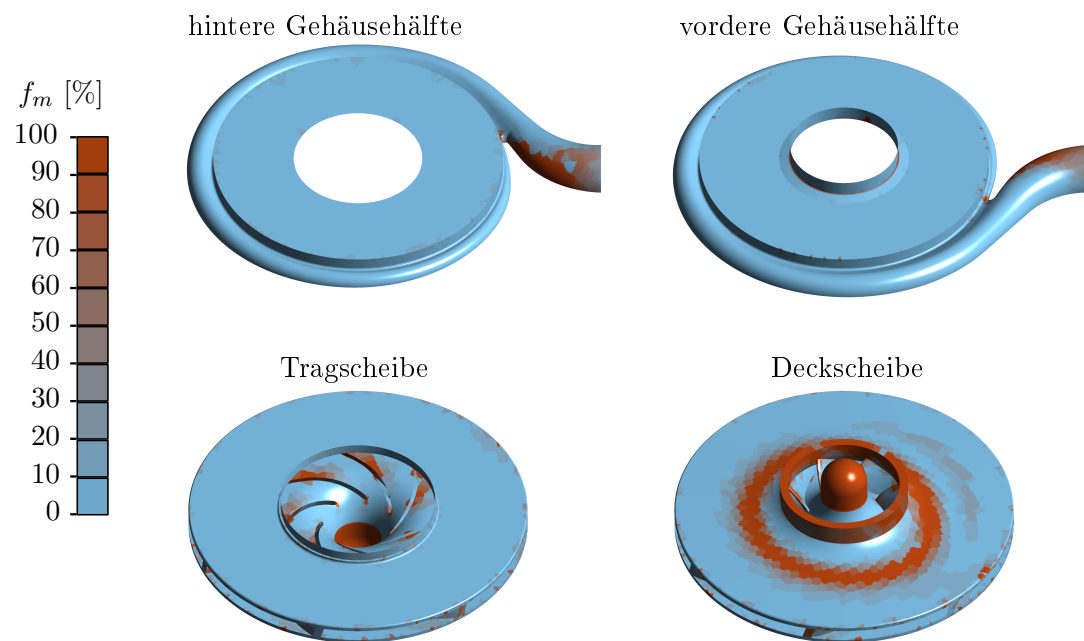


Abb. 5.2: Modellierungsfehler in den Laufbladkanälen

(a) Bestpunkt ( $\dot{V}^* = 0,96$ )(b) Überlast ( $\dot{V}^* = 1,26$ )Abb. 5.3: Betriebspunktabhängige Verteilung des Modellierungsfehlers  $f_m$

Es ist bekannt, dass Grenzschichtströmungen durch folgende Strömungsphänomene derart beeinflusst werden, dass das logarithmische Wandgesetz für deren Modellierung ungeeignet ist:

- Strömungsablösung,
- Staupunktströmung,
- niedrige Reynolds-Zahl (für Kanalströmungen gibt [Pope, 2000] die Grenze  $Re \approx 1 \times 10^4$  an),
- unausgebildete Grenzschichtströmung,
- verzögerte oder beschleunigte Strömung (Druckgradient) und
- die nicht vernachlässigbare Wirkung von Massenkräften (z. B. Zentrifugalkräfte).

In Strömungsmaschinen können diese Effekte kombiniert und mit unterschiedlicher Wichtung auftreten. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass es zu gegenseitigen Wechselwirkungen kommt und sich Modellierungsfehler immer auch auf die Strömung in anderen Bereichen auswirken können. Die Diskussion über die Auswirkungen einzelner Bereiche mit hohem Modellierungsfehler auf die Genauigkeit der Simulation besitzt daher einen qualitativen Charakter.

### 5.2.2 Modellierungsfehler im Spiralgehäuse

Im Spiralgehäuse strömt das Fluid ohne wesentlichen Druckgradienten vorwiegend in Umfangsrichtung. Im Bereich um die Spirallunge wird die Strömung gestört und betriebspunktabhängig verzögert sowie beschleunigt, siehe Abschnitt 6.1. Bei der Anströmung der Spirallunge kommt es zu einer Staupunktströmung, die in Abbildung 5.4 anhand des Druckfelds gezeigt wird. Die dargestellte Strömung wird an der Spirallunge so umgelenkt, dass sie der Kontur folgt. Stromab des Staupunktes bildet sich in Pfeilrichtung eine Grenzschichtströmung aus. Das logarithmische Wandgesetz ist in diesem Bereich zur Modellierung ungeeignet und liefert eine etwa 10 % niedrigere Wandschubspannung als bei direkter Berechnung der Grenzschichtströmung mit der LR-Methode.

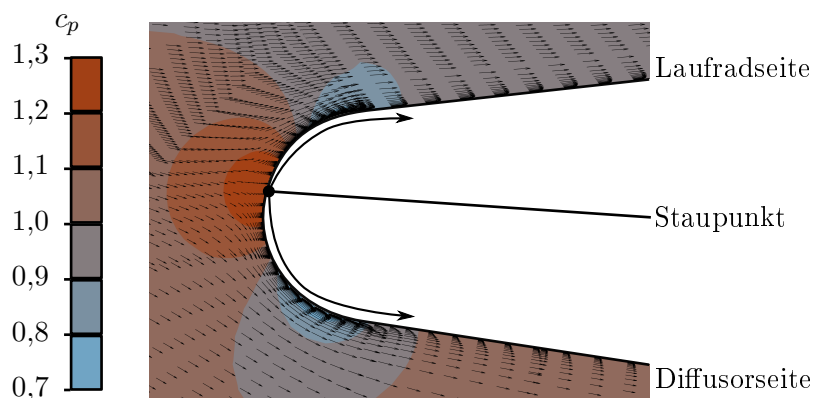


Abb. 5.4: Anströmung der Spirallunge bei  $\dot{V}^* = 0,96$ ; LR-Wandbehandlung

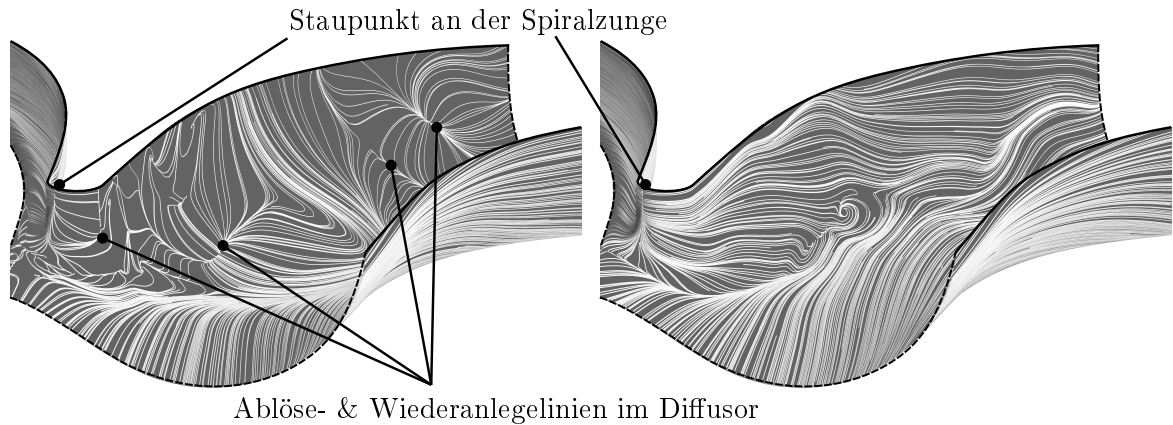


Abb. 5.5: Anstrichbild im Spiraldiffusor (hintere Spiralgehäusehälfte) bei  $\dot{V}^* = 1,26$ ; Wandbehandlung: l.: LR, r.: WF

Im stromab folgenden Diffusorabschnitt wird die Strömung durch die Querschnittserweiterung verzögert und der Druck steigt in Strömungsrichtung an. Gleichzeitig wird die Spiralzunge bei Bestpunkt- und Überlastbetrieb derart angeströmt, dass eine diffusorseitige Ablösung auftritt. Der hohe lokale Modellierungsfehler resultiert schließlich aus der Überlagerung beider Effekte.

Die Auswirkung des Modellierungsfehlers kann anhand der simulierten Ablösung verdeutlicht werden. In Abbildung 5.5 ist die Diffusorströmung anhand des instantanen Anstrichbildes der Wandschubspannung dargestellt. Deutlich sind bei der LR-Wandbehandlung für abgelöste Strömungen typische Ablöse- und Wiederanlegelinien zu erkennen. Die Grenzschichtmodellierung mit WF führt hingegen zu einer verspäteten, kleineren und kürzeren Ablösung. Demzufolge fallen die mit WF berechneten Verluste in der Spiraldomain deutlich geringer aus und tragen maßgeblich zu der in Abschnitt 5.1 diskutierten Förderhöhenabweichung zwischen WF-Simulation und Experiment bei.

### 5.2.3 Modellierungsfehler im vorderen Radseitenraum

Im vorderen Radseitenraum weist die Strömung in beiden Wandgrenzschichten einen radialen Anteil auf (Sekundärströmung). Das Fluid strömt dabei druckgetrieben auf der Gehäuseseite zur Drehachse und infolge der Zentrifugalkraft auf der Laufradseite größtenteils nach außen. In Abbildung 5.3 ist auf der Deckscheibe ein umlaufendes Band mit hohem Modellierungsfehler zu sehen. In diesem Bereich wird  $c_u \geq u$  und der Rotationsfaktor  $k_{\text{rot}}$  nach Gleichung 2.24  $k_{\text{rot}} \geq 1$ .

Folglich wechselt in diesem Bereich die Richtung der Relativgeschwindigkeit in Umfangsrichtung  $w_u$  und es existiert abschnittsweise keine Scherschicht mehr, siehe Abbildung 5.6. Gleichzeitig wechselt in der deckscheibenseitigen Wandgrenzschicht die Richtung der Radialkomponente  $c_r$ , sodass sich die Grenzschicht in radialer Richtung erst wieder ausbildet. Beide Effekte führen

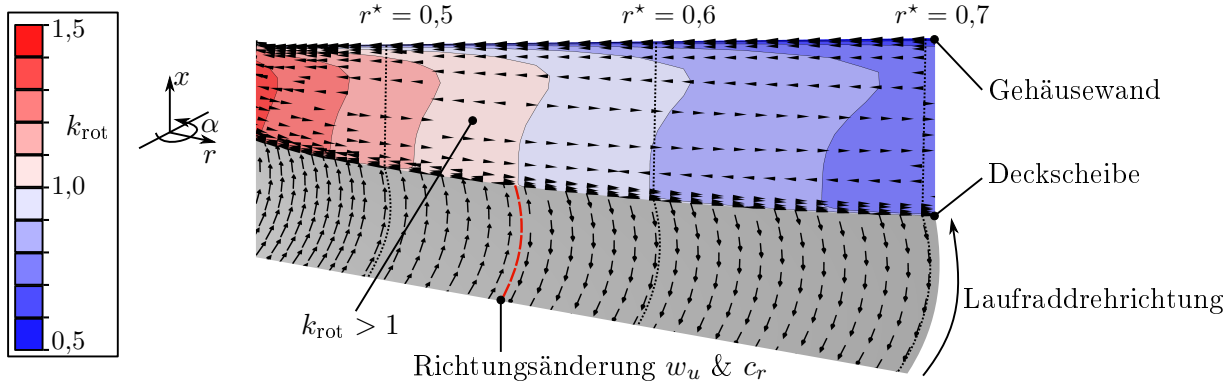


Abb. 5.6: Richtungsänderung der Radialkomponente und Relativgeschwindigkeit im vorderen Radseitenraum bei  $\dot{V}^* = 0,96$ ; LR-Wandbehandlung

bei der Anwendung der WF-Wandbehandlung zum besprochenen Modellierungsfehler, welcher schließlich in einer fehlerhaften Bestimmung der eingebrachten Leistung resultiert.

#### 5.2.4 Modellierungsfehler im Dichtspalt

Der größte mittlere Modellierungsfehler kann im Dichtspalt beobachtet werden. Dort wird die Strömung beim Eintritt scharf um  $90^\circ$  umgelenkt und löst auf der Gehäuseseite ab, siehe Abbildung 5.7. Infolge der einhergehenden Strahleinschnürung wird das Fluid auf der Laufradseite beschleunigt. Stromab des Anlegepunktes beginnt der Einlaufvorgang einer beidseitigen Grenzschichtströmung. Des Weiteren ist die vom Radseitenraum eingebrachte Umfangskomponente der Fluidgeschwindigkeit im gesamten Dichtspalt höher als die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades. Der Rotationsfaktor nimmt hierbei in Durchströmungsrichtung ab und beträgt im Mittel beim Bestpunkt  $k_{\text{rot}} = 1,3$ . Aufgrund der vorliegenden Strömung und der Dichtspaltgeometrie ist innerhalb des Dichtspalts jedoch nicht von einer vollständigen Ausbildung der Wandgrenzschicht auszugehen. Des Weiteren liegen die charakteristischen Reynolds-Zahlen in der Größenordnung

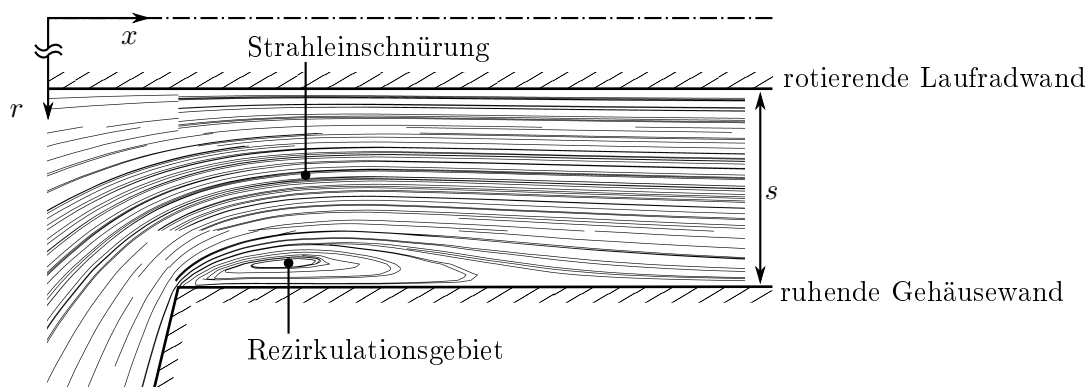


Abb. 5.7: Ablösung am Dichtspalteingang bei  $\dot{V}^* = 0,96$ ; LR-Wandbehandlung

von  $Re \approx 5 \times 10^4$ . Selbst im Falle einer ausgebildeten Strömung wäre nur mit einem sehr kleinen logarithmischen Abschnitt der Grenzschichten und folglich in der Praxis mit Modellierungsfehlern zu rechnen.

### 5.3 Verlustanalyse

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der dissipierten Verluste stellt die Leistungsbilanzierung für einzelne Kontrollvolumen dar. Im Fall der CFD kann jede Rechendomain als Kontrollvolumen aufgefasst werden. An den  $m$  Oberflächen (Interfaces, Einlass, Auslass) der Kontrollvolumina tritt ein Massenstrom  $\rho c_n A$  mit dem Totaldruck  $p_{tot,j}$  ein oder aus. Hierbei beschreibt  $c_n$  die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche  $A$ . Das Integral

$$P_{A/E,j} = \int p_{tot,j} \cdot c_n dA_j \quad (5.1)$$

liefert die Leistung des an den  $j$  Grenzflächen übertragenen Fluids, resp. den Energiestrom. Weiterhin wird dem Fluid im Fall einer Pumpe durch das Laufrad Energie zugeführt. Die mechanische Leistung kann durch

$$P_{mech,j} = \Omega \cdot M_j \quad (5.2)$$

bestimmt werden. Hierbei beschreibt  $M_j$  das Drehmoment an der rotierenden Laufradwand  $j$ . Aus der vorzeichenrichtigen Summation ergibt sich mit

$$P_{V,i} = \sum_{j=1}^m (P_{mech,j} + P_{A/E,j}) \quad (5.3)$$

der Leistungsverlust  $P_{V,i}$  pro Kontrollvolumen, i. e. der dissipierte Teil der Fluidenergie. Die Summe der einzelnen Leistungsverluste aller  $n$  Kontrollvolumina liefert schließlich den gesamten Leistungsverlust durch

$$P_{V,tot} = \sum_{i=1}^n P_{V,i} \quad (5.4)$$

Bei der Interpretation der nachfolgenden Ergebnisse ist zu berücksichtigen, dass diese Art der Verlustanalyse keine kausale und räumliche Information der Dissipation liefert. So können sich großskalige Wirbelstrukturen durch Konvektion vom Ort der Entstehung entfernen. Beispielsweise strömt der Hinterkantenwirbel vom Laufrad ab, zerfällt in kleinere Skalen und dissipiert schließlich stromab im Spiralgehäuse. Demnach würde der mit dem Hinterkantenwirbel verbundene Verlust nicht dem Laufrad, sondern dem Spiralgehäuse zugeordnet werden.

Der berechnete Gesamtverlust der Versuchspumpe ist in Abbildung 5.8 für drei Betriebspunkte aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass die Höhe der auftreten Verluste mit steigendem Volumen-



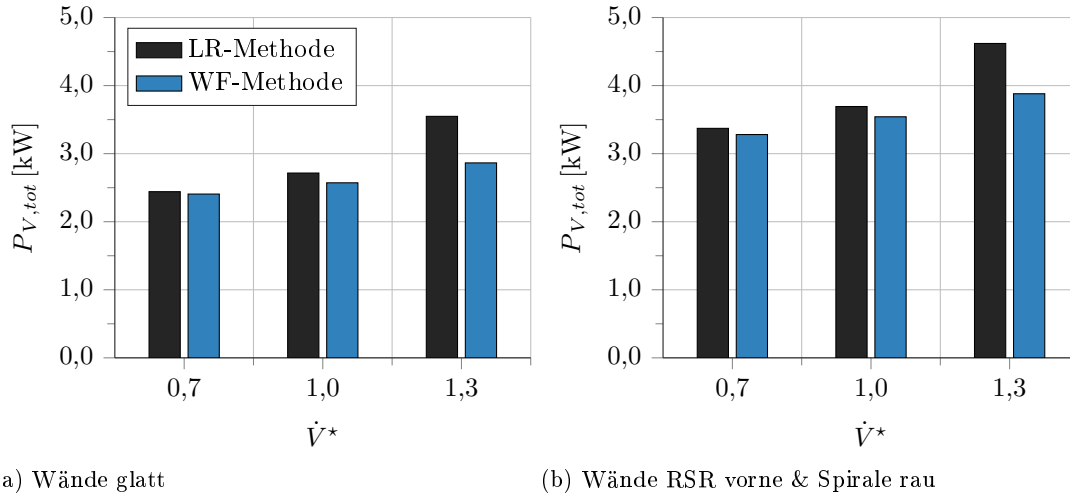


Abb. 5.8: Betriebspunktabhängigkeit des simulierten Gesamtverlustes

strom zunimmt. Hierbei sind die Verluste mit WF-Wandbehandlung stets kleiner als bei aufgelöster Grenzschichtströmung (LR). Besonders deutlich wird dieser Unterschied bei Überlast, wo die Abweichungen von der LR-Simulation  $-19\%$  (hydraulisch glatte Wände) und  $-16\%$  (raue Wände) betragen.

Der Einfluss von hydraulisch rauen Wänden äußert sich durch Zunahme des Gesamtverlustes um etwa 1 kW. In Abschnitt 7 werden Rauheitseinflüsse auf die Verluste ausführlich behandelt.

Zur weiteren Analyse sind die Einzelverluste für die Rechendomains bei hydraulisch glatten Wänden in Abbildung 5.9 zusammengefasst, wobei die Aussagen zur Grenzschichtmodellierung auch für hydraulisch raue Wände übertragbar sind. In den Simulationen mit LR-Wandbehandlung treten die höchsten Verluste in der Spirale und den beiden Radseitenräumen auf. Die Verluste dieser Regionen verursachen zusammen etwa drei Viertel des Gesamtverlustes. Bei Überlast treten sogar knapp die Hälfte aller Verluste in der Spirale auf. Insgesamt spielen die Verluste im Laufrad mit 12 % bei der Versuchspumpe eine nachgeordnete Rolle. Mit der WF-Methode unterscheidet sich neben der Höhe der berechneten Verluste auch deren Verteilung. Besonders große Unterschiede treten im vorderen Radseitenraum und im Spiralgehäuse auf: Im vorderen Radseitenraum sind die Verluste bei Verwendung einer WF höher als mit LR-Wandbehandlung. Eine Ursache dieser Differenz ist das berechnete Drehmoment der Deckscheibe, das mit WF um 38 % überschätzt wird. Dies ist eine Folge des in Abschnitt 5.2 diskutierten Modellierungsfehlers.

Eine weitere Auswirkung des Modellierungsfehlers kann bei Überlast in der Spirale beobachtet werden (siehe Abb. 5.9b). Dort wird die Ablösung an der Spiralzunge zu klein berechnet. Die Verluste sind damit bei Verwendung einer WF knapp 700 W geringer als mit der LR-Methode. Die Größenordnung dieser Differenz entspricht dem Gesamtunterschied aller Verluste beider Simulatio-

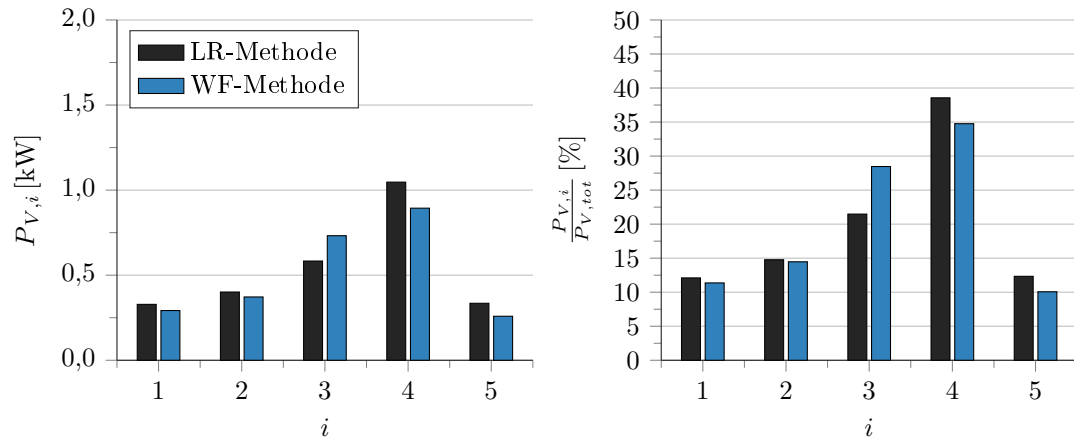
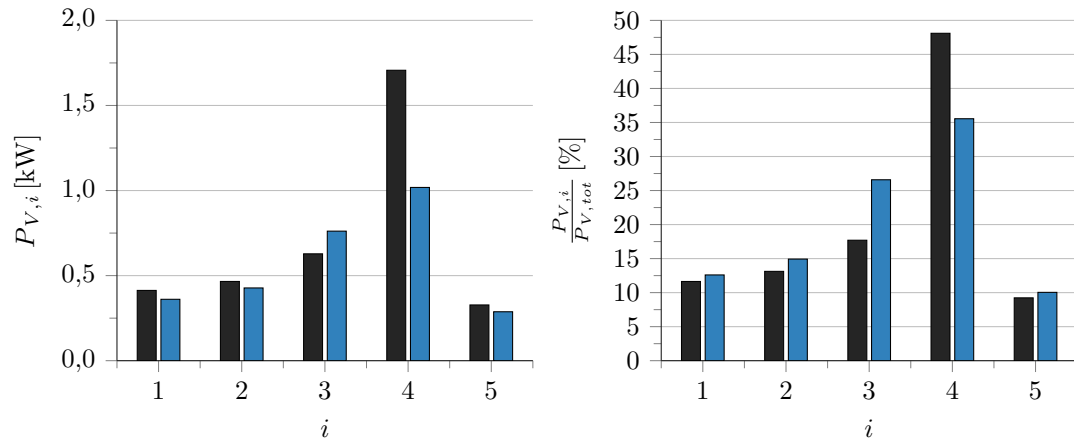
(a)  $\dot{V}^* = 0,96$ ; Wände glatt(b)  $\dot{V}^* = 1,26$ ; Wände glatt

Abb. 5.9: Simulierte Verluste in den Einzeldomains  $i$  (1: Laufrad; 2: RSR hinten; 3: RSR vorne; 4: Spirale; 5: Saugmund & Dichtspalt)

nen. Dieses Ergebnis verdeutlicht den Einfluss der Grenzschichtmodellierung auf die Genauigkeit der Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl besonders eindrücklich.

## 5.4 Methodik zur verbesserten Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl

In Abschnitt 2 ist dargelegt, dass bei Strömungssimulationen von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl üblicherweise die Wirkung hydraulisch rauer Wände unberücksichtigt bleibt und die Grenzschichtströmung mit der WF-Methode modelliert wird. Zudem werden teilweise nicht alle Pumpenkomponenten im numerischen Modell abgebildet. Dieses Verfahren führt im Vergleich

zu Experimenten mit industriell gefertigten Pumpen zu den beschriebenen Abweichungen der hydraulischen Kenndaten.

In Abschnitt 5.1 wird gezeigt, dass die hydraulischen Kenndaten mit der LR-Methode sowohl für hydraulisch glatte als auch für hydraulisch raue Wände vorhergesagt werden können, während mit der WF-Wandbehandlung in beiden Fällen bei Überlast die typischen Abweichungen der Kenndaten auftreten. Es kann aufgrund der beobachteten Rauheitswirkung auf die hydraulischen Kenndaten und Verluste geschlussfolgert werden, dass die in der Praxis übliche Vernachlässigung der Rauheitswirkung unabhängig von der Grenzschichtmodellierung zu signifikanten Abweichungen zwischen Experiment und Simulation führt. Weiterhin geht aus den nachfolgend vorgestellten Ergebnissen hervor, dass eine Kopplung der Strömung zwischen den einzelnen Regionen der Versuchspumpe besteht, die nicht vernachlässigt werden darf.

Eine verbesserte Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist daher zu erwarten, wenn die beschriebenen Modellierungsfehler durch die nachfolgenden Maßnahmen reduziert werden:

1. Der Rauheitseinfluss bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl ist zu berücksichtigen. Hierfür ist die äquivalente Sandrauheit  $k_s$  der benetzten Pumpenoberflächen experimentell oder numerisch zu bestimmen. Dabei ist eine abschnittsweise Bestimmung erforderlich, falls die Oberflächenrauheit durch das verwendete Fertigungsverfahren, Nachbearbeitungen, Materialien oder Einsatzdauer (Korrosion, Rostanlagerung) unterschiedlich ist. Die lokale Verteilung der äquivalenten Sandrauheit ist dann im numerischen Modell abzubilden.
2. Um die Grenzschichtmodellierung zu verbessern, sind zunächst die Bereiche festzustellen, wo aufgrund der Strömungsphysik mit Modellierungsfehlern zu rechnen ist. Dies betrifft neben Bereichen unausgebildeter Grenzschichtströmung vorrangig Bereiche mit abgelösten Scherschichten. Zur Identifikation eignet sich die in Abschnitt 4.2.4 vorgestellte Methode.
3. In den Bereichen mit lokal hohen Modellierungsfehlern ist auf den Einsatz von WF zu verzichten und stattdessen die LR-Wandbehandlung vorzuziehen. Zur Vermeidung unnötig großer Rechengitter kann hierfür ein zonaler Ansatz, d. h. eine lokale Verfeinerung der Grenzschichtvernetzung, verfolgt werden. In der Versuchspumpe haben sich folgende Bereiche als bedeutend herausgestellt:
  - Spiralzunge und Diffusor im Spiralgehäuse,
  - die Laufradwände im vorderen Radseitenraum und
  - die Wände im Dichtspalt.
4. Zur Berücksichtigung der Strömungswechselwirkung sind alle Regionen der Pumpe im numerischen Modell abzubilden und eine geeignete Kopplung zu wählen, z. B. über Transient Rotor-Stator Interfaces.

## 5.5 Fazit

Im Gegensatz zur üblichen Herangehensweise werden in den durchgeführten Simulationen dieser Arbeit die Wandgrenzschichten nicht mit der Wandfunktionsmethode modelliert, sondern stattdessen durch das Rechengitter aufgelöst. Zudem wird die Oberflächenrauheit der Versuchspumpe berücksichtigt.

Das gewählte Vorgehen führt sowohl für hydraulisch glatte als auch raue Wände zur Übereinstimmung mit den gemessenen hydraulischen Kenndaten, während die Modellierung der Wandgrenzschichten mit dem logarithmischen Wandgesetz fehlerhaft ist. Die entwickelte Methode zur Analyse des Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes erlaubt eine lokale Fehlerbestimmung und ermöglicht dem Anwender die gezielte Verbesserung des numerischen Modells.

Anhand der durchgeführten Analyse der auftretenden Verluste wird bestätigt, dass bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl die meisten Verluste aus der Spiral- und Radseitenraumströmung resultieren.

## 6 Strömungsuntersuchung in den verlustreichen Regionen

Die CFD Methode erlaubt eine detaillierte Analyse der Strömungsvorgänge in der Versuchspumpe. In diesem Kapitel werden anhand der Messdaten und der zeitlich gemittelten Simulationsergebnisse bei hydraulisch glatten Wänden mit der LR-Wandbehandlung die Kenntnisse der strömungsmechanischen Vorgänge und der Verlustmechanismen in den verlustreichen Regionen vertieft.

### 6.1 Strömung im Spiralgehäuse

Wie in der Verlustanalyse gezeigt wird, treten im untersuchten Betriebsbereich die wesentlichen Verluste im Spiralgehäuse auf. Der Anteil am Gesamtverlust steigt mit zunehmendem Volumenstrom und beträgt bei  $\dot{V}^* = 1,26 \dots 48 \%$ .

Die Spiralgehäuseströmung der Versuchspumpe ist bei einer mit dem hydraulischen Durchmesser gebildeten Reynolds-Zahl von  $Re_{Spirale}(\alpha) \approx 2,5 \dots 6,6 \times 10^5$  im Bestpunkt vollturbulent.

#### 6.1.1 Umströmung der Spiralzunge

Die Umströmung der Spiralzunge beeinflusst durch Wechselwirkungen das Strömungsfeld in der gesamten Pumpe und trägt bei Teil- und Überlastbetrieb maßgeblich zu den auftretenden Verlusten im Spiralgehäuse bei. Aus den zeitlich gemittelten Simulationsergebnissen ist bekannt, dass die Anströmung der Spiralzunge im Bestpunkt mit Ausnahme der Fußpunkte stoßfrei ist. Bei Teil- und Überlast ist der Staupunkt infolge der Änderung des Abströmwinkels auf die Diffusor- bzw. Laufradseite verlagert.

Zur weiteren Charakterisierung der Strömung sind in den Abbildungen 6.1 bis 6.3 für drei Betriebspunkte instantane Anstrichbilder der Wandschubspannung auf der hinteren Gehäusehälfte und Isoflächen hoher turbulenter Energie  $\left(\frac{k}{u_2^2} = 1 \%\right)$  dargestellt.

An den Anstrichlinien am Spiraleintritt sowie in der Umgebung des Fußpunktes der Spiralzunge ist zu erkennen, dass Fluid zur Seite verdrängt wird und dadurch ein Massenaustausch zwischen dem Spiralgehäuse und den angrenzenden Radseitenräumen erfolgt. Bei Bestpunkt- und Überlastbetrieb gelangt beispielsweise vor der Spiralzunge Fluid mit hoher Radialkomponente aus den Radseitenräumen in das Spiralgehäuse. Hierbei ist in den Abbildungen 6.2 und 6.3 zu erkennen, dass dieses Fluid am Eintritt in das Spiralgehäuse von der Wand ablöst (Konvergenz

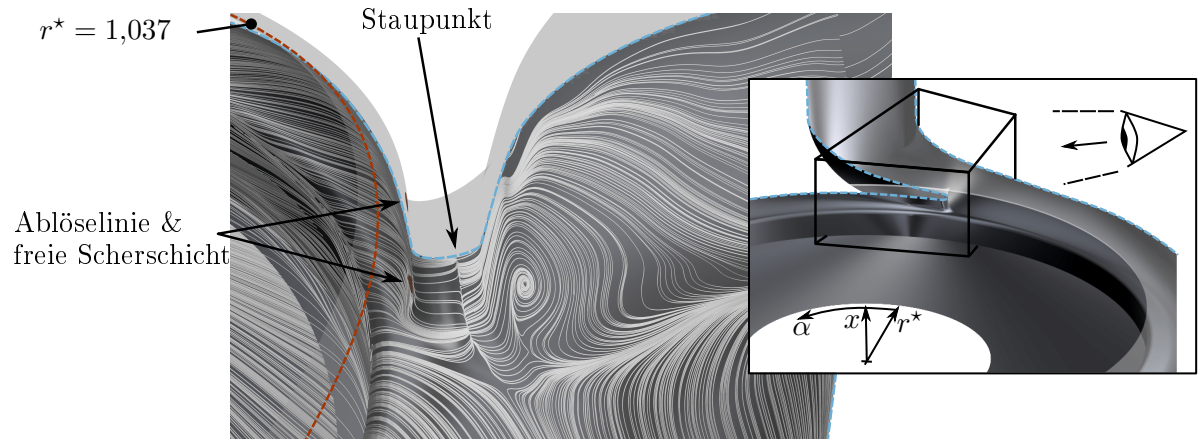


Abb. 6.1: Instantane Strömung an der Spiralzunge bei Teillast ( $\dot{V}^* = 0,68$ )

der Wandstromlinien). Dies führt zu einer Verstärkung der Fehlanströmung der Spiralzunge. Die Wechselwirkung der Radseitenraum- und Spiralströmung wird vertieft in Abschnitt 6.1.2 behandelt.

Fehlanströmungen können zur Strömungsablösung an der Spiralzunge führen, die neben der Reibung innerhalb der Wandgrenzschicht wesentlich zu den auftretenden Verlusten im Spiralgehäuse beiträgt. Geeignete Indikatoren für abgelöste Strömungen stellen konvergierende Wandstromlinien und Gebiete hoher turbulenter Energie dar. Nach [Keller u. a., 2014] beträgt  $\frac{k}{u_2^2}$  in Scherschichten die aus Ablösungen an der Spiralzunge stammen 1 % bis 2 %. In den Abbildungen 6.1 und 6.2 ist zu erkennen, dass sich in der Nähe der Fußpunkte der Spiralzunge freie Scherschichten infolge von Strömungsablösungen ausbilden. Damit kann bestätigt werden, dass die Interaktion der Spiral- mit der Radseitenraumströmung Ablösungen an den Fußpunkten der Spiralzunge begünstigt.

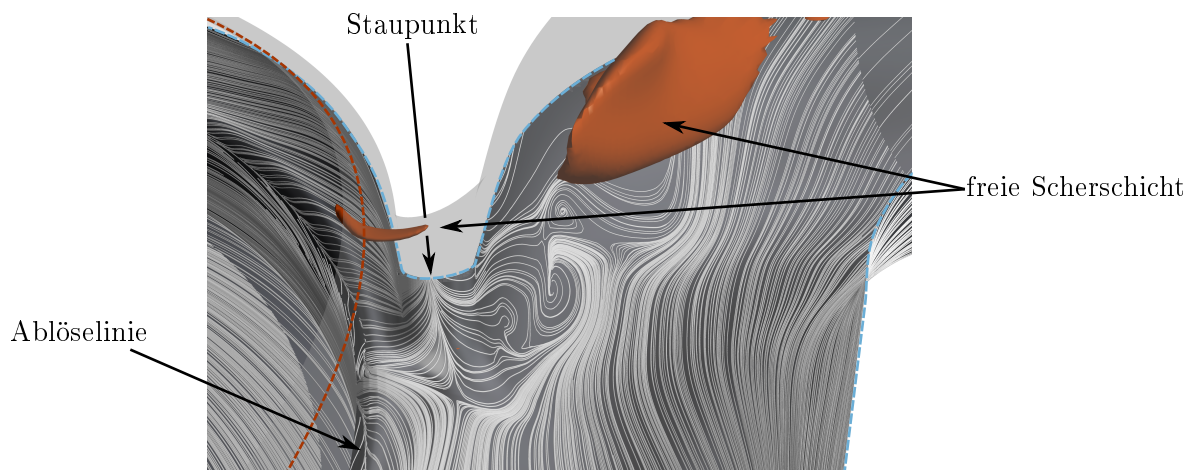


Abb. 6.2: Instantane Strömung an der Spiralzunge beim Bestpunkt ( $\dot{V}^* = 0,96$ )

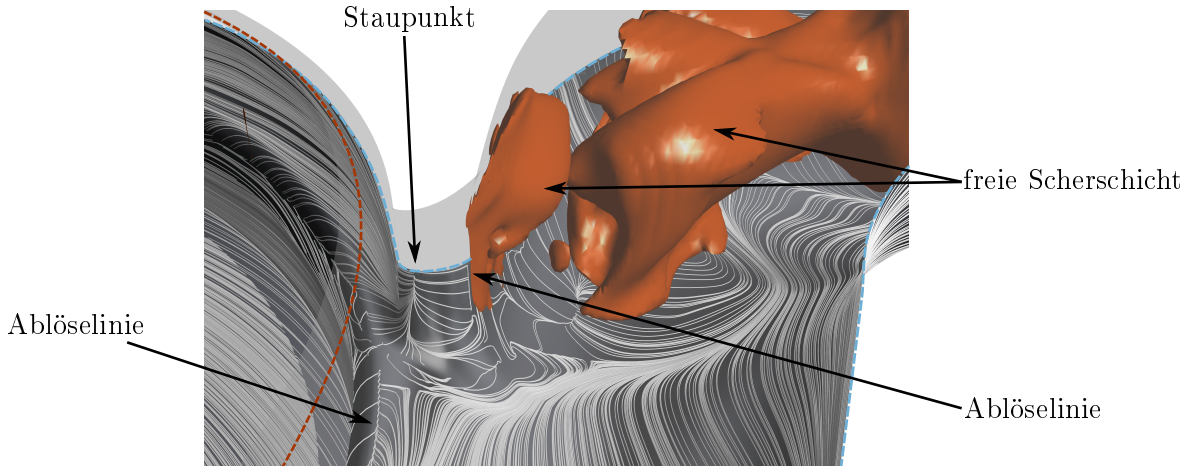


Abb. 6.3: Instantane Strömung an der Spiralzunge bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,26$ )

Bei Überlastbetrieb ( $\dot{V}^* = 1,26$ ) ist die Anströmung der gesamten Spiralzunge aufgrund der Laufradabströmung stoßbehaftet. In der Folge löst die Strömung einseitig im Diffusorabschnitt ab und großskalige freie Scherschichten sind in Abbildung 6.3 anhand der Gebiete hoher turbulenter kinetischer Energie zu erkennen. Bei diesem Betriebspunkt treten im Spiralgehäuse der Versuchspumpe gegenüber dem Bestpunkt etwa 60 % höhere Verluste auf. Diese Größenordnung verdeutlicht, dass es bei der Simulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl sehr wichtig ist Ablösungen mit einer geeigneten Wandbehandlungsmethode abzubilden.

### 6.1.2 Wechselwirkung der Strömung

In der Spirale bildet sich, analog zur Strömung in einem Rohrkrümmer, quer zur Umfangsrichtung ein gegensinnig rotierender Doppelwirbel aus, siehe Abbildung 6.5a. Dieser Doppelwirbel wird als Sekundärströmung der Spiralströmung bezeichnet. Durch die Sekundärströmung und die Umströmung der Spiralzunge gelangt ein Teil des Fluids aus der Spirale in die Radseitenräume, in die Laufradabströmung und bei Teillast auch in das Laufrad zurück. Zugleich strömt aus den Radseitenräumen Fluid in das Spiralgehäuse.

Zur Analyse der Strömungskopplung wird der zeitlich gemittelte Massenstrom an den in Abbildung 6.4 und 6.5b eingezeichneten Bilanzebenen (BE) bilanziert. Aufgrund der Massenerhaltung gilt bei konstanter Dichte für ein Kontrollvolumen (z. B. RSR vorne)

$$\sum \dot{V}_{ein} - \sum \dot{V}_{aus} = 0$$

$$\dot{V}_{RSR,ein} - \left( \dot{V}_{RSR,aus} + \dot{V}_{Sp} \right) = 0 \quad . \quad (6.1)$$

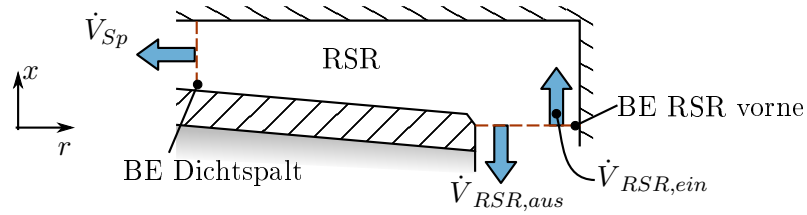


Abb. 6.4: Bilanzierung der Radseitenraumströmung

An der Bilanzebene *BE RSR vorne* tritt  $\dot{V}_{RSR,ein}$  in den Radseitenraum ein. Ein Teil des eintretenden Volumenstroms überlagert die Strömung im Radseitenraum und tritt an der Bilanzebene *BE Dichtspalt* aus dem Kontrollvolumen aus. Dieser austretende Teil wird als Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  bezeichnet und resultiert aus der Druckdifferenz über den Dichtspalt. Er gelangt durch diesen zum Laufradeintritt, sodass durch die Laufradkanäle der Volumenstrom  $\dot{V} + \dot{V}_{Sp}$  strömt.

Aus Gleichung 6.1 folgt, dass die Differenz vom einströmenden Volumenstrom  $\dot{V}_{RSR,ein}$  und  $\dot{V}_{Sp}$  den austretenden Volumenstrom  $\dot{V}_{RSR,aus}$  beschreibt. Die Summe  $\dot{V}_{RSR,v} = \sum \dot{V}_{RSR,aus}(\alpha)$  kann demnach als Maß für den gesamten Fluidaustausch über die Bilanzebene *BE RSR vorne* verstanden werden. Der Fluidaustausch über die Bilanzebene des hinteren Radseitenraums wird analog bestimmt. Ferner beschreibt  $\dot{V}_{Spirale}(\alpha)$  den positionsabhängigen Volumenstrom, der am Radius der Druckmessbohrungen ( $r^* = 1,037$ ) in die Spirale eintritt. Die Höhe dieser Volumenströme ist in Tabelle 6.1, bezogen auf den geförderten Volumenstrom  $\dot{V}$ , zusammengefasst.

Unmittelbar stromab des Laufrades vermischt sich die Laufradabströmung mit einem Teil der Spiralsekundärströmung und dem Fluid aus den Radseitenräumen.

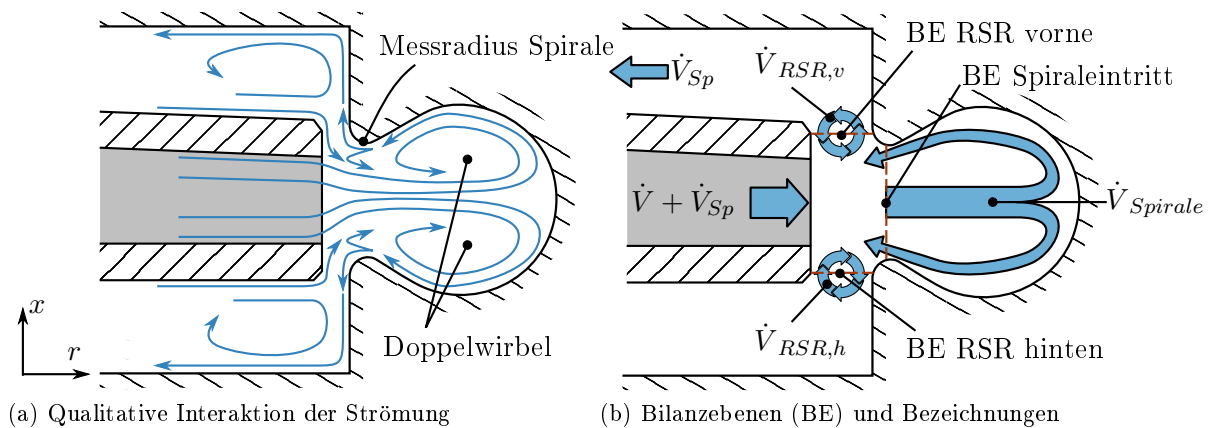


Abb. 6.5: Kopplung der Spiralströmung

Somit gelangt durch die Bilanzebene am Spiraleintritt der Volumenstrom  $\dot{V}_{Spirale}$ , der zwischen 18 % und 67 % höher als  $\dot{V}$  ist (siehe letzte Zeile in Tabelle 6.1).



Tab. 6.1: Charakterisierung der Strömungskopplung (prozentuale Werte sind bezogen auf  $\dot{V}$ )

	$\dot{V}^* = 0,68$	$\dot{V}^* = 0,96$	$\dot{V}^* = 1,26$
Spaltvolumenstrom $\dot{V}_{Sp}$	18 %	13 %	10 %
$\dot{V}_{RSR,v}$	10 %	9 %	14 %
$\dot{V}_{RSR,h}$	11 %	11 %	19 %
$\dot{V}_{Spirale}$	167 %	133 %	118 %

Während der Großteil davon durch den Druckstutzen aus dem Spiralgehäuse abgeführt wird, tritt ein Teil infolge des Radialanteils der Spiralströmung (Sekundärströmung) wieder aus der Spirale aus und gelangt in die Radseitenräume. Bei Betrieb in der Nähe des Bestpunktes ( $\dot{V}^* = 0,96$ ) strömt in Summe der Volumenstrom  $\frac{\dot{V}_{RSR,h}}{\dot{V}} = 11\%$  in den hinteren Radseitenraum. Da dieser bei der Versuchspumpe unentlastet ist, muss das Fluid wieder aus dem Radseitenraum heraus fließen – ein Fluidaustausch findet statt. Über die Bilanzenebene RSR vorne strömt über den gesamten Umfang summiert mit 21 % von  $\dot{V}$  fast die doppelte Menge an Fluid in den vorderen Radseitenraum. Ein Teil durchströmt den vorderen Radseitenraum und bildet den Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$ , während der übrige Teil ( $\frac{\dot{V}_{RSR,v}}{\dot{V}} = 9\%$ ) wieder aus dem Radseitenraum heraus in das Spiralgehäuse strömt. Es kann festgehalten werden, dass der Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  infolge der vergleichsweise großen Dichtspaltweite von  $s = 0,7\text{ mm}$  mit 10 % bis 18 % sehr groß ist.

Bei Betrieb außerhalb des Bestpunktes nimmt der Fluidaustausch über die Bilanzenebenen der beiden Radseitenräume mit steigendem Volumenstrom zu und führt bei Überlast zur stärksten Kopplung von Spiral- und Radseitenraumströmung. Aus der Tatsache, dass  $\dot{V}_{RSR}$  in Richtung Teillastbetrieb abnimmt, während  $\dot{V}_{Spirale}$  ansteigt kann geschlossen werden, dass es bei Teillast zur verstärkten Wechselwirkung zwischen der Spiral- und Laufradströmung kommt. Eine Auswirkung sind lokale Rückströmungen in das Laufrad.

Aus der vorgestellten Bilanzierung kann geschlussfolgert werden, dass bei allen Betriebspunkten eine wesentliche Wechselwirkung der Strömung herrscht. Die Vernachlässigung der Radseitenraumströmung ist demnach bei numerischen Strömungssimulationen zu vermeiden.

Zur weiteren Analyse der Wechselwirkung ist die winkelabhängige Bilanz des über die Bilanzenebenen der Radseitenräume ein- und ausströmenden Fluids in Abbildung 6.6 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass sich der über die Bilanzenebenen der Radseitenräume übertragene Volumenstrom  $\dot{V}_{RSR}$  auf der vorderen und hinteren Gehäusesseite unterscheidet. Er variiert sowohl mit dem Betriebspunkt als auch über den Umschlingungswinkel.

Bei allen untersuchten Betriebspunkten strömt Fluid über drei Viertel des Spiralumfangs in den vorderen Radseitenraum ( $45^\circ \leq \alpha \leq 315^\circ$ ), wobei die Amplitude von  $\dot{V}_{RSR,ein} - \dot{V}_{RSR,aus}$  in

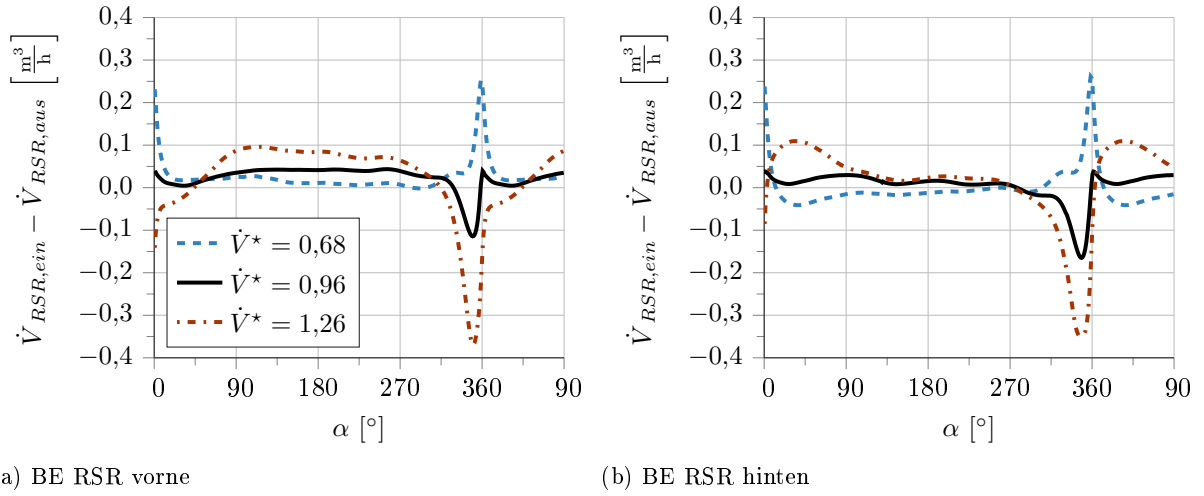


Abb. 6.6: Betriebspunktabhängige Bilanz von ein- und austretendem Volumenstrom an BE RSR

Richtung Überlast größer wird. Unmittelbar stromauf der Spiralzunge ändert sich die Strömungsrichtung betriebspunktabhängig ( $315^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$ ). Bei Teillastbetrieb wird dort ebenfalls Fluid in den Radseitenraum eingebracht, wohingegen bei Überlast ein Massenstrom aus dem vorderen Radseitenraum in die Spirale hineinströmt und die Strömung beschleunigt wird. Dieser Vorgang ist am negativen Peak in Abbildung 6.6a zu erkennen. Bei Betrieb im Bestpunkt wechselt die Strömungsrichtung an der Bilanzebene zwischen  $315^\circ$  und  $360^\circ$  zweimal: Zunächst strömt Fluid in das Spiralgehäuse hinein und kurz vor der Spiralzunge wird Fluid in den Radseitenraum eingebracht.

Für den hinteren Radseitenraum gilt, dass bei Bestpunkt- und Überlastbetrieb über einen großen Teil des Umfangs ( $0^\circ < \alpha < 270^\circ$ ) ein Massenstrom in den Radseitenraum hinein gelangt. Zwischen  $\alpha \geq 280^\circ$  und  $0^\circ$  wird dann in Drehrichtung des Laufrads zunehmend Fluid aus dem Radseitenraum heraus in die Spirale transportiert, wobei das Maximum etwa  $10^\circ$  stromauf der Spiralzunge auftritt. Im Teillastbetrieb ist dieses Verhalten gegenläufig.

Als Ursache für die unterschiedliche Richtung des Volumenstroms an den Bilanzebenen der Radseitenräume kann die betriebspunktabhängige An- und Umströmung der Spiralzunge identifiziert werden: Bei Teillastbetrieb wird die Spiralzunge von der Diffusorseite her angeströmt und gleichzeitig wird Fluid durch die Umströmung zur Seite verdrängt. Folglich strömt ein Teil des Fluids radial einwärts und wird unter Wechselwirkung mit der Laufradströmung in die Radseitenräume verdrängt. Dabei kommt es teilweise zur Rückströmung in das Laufrad. Im Anstrichbild (siehe Abb. 6.1) ist zu erkennen, dass die Grenzschichtströmung stromauf der Spiralzunge zunehmend in Richtung Laufrad abgelenkt wird. Dies erhöht den Betrag der radialen Geschwindigkeitskomponente in der Spirale und führt zu einem Anwachsen der Grenzschichtdicke, wodurch vermehrt Fluid in die Radseitenräume transportiert wird.

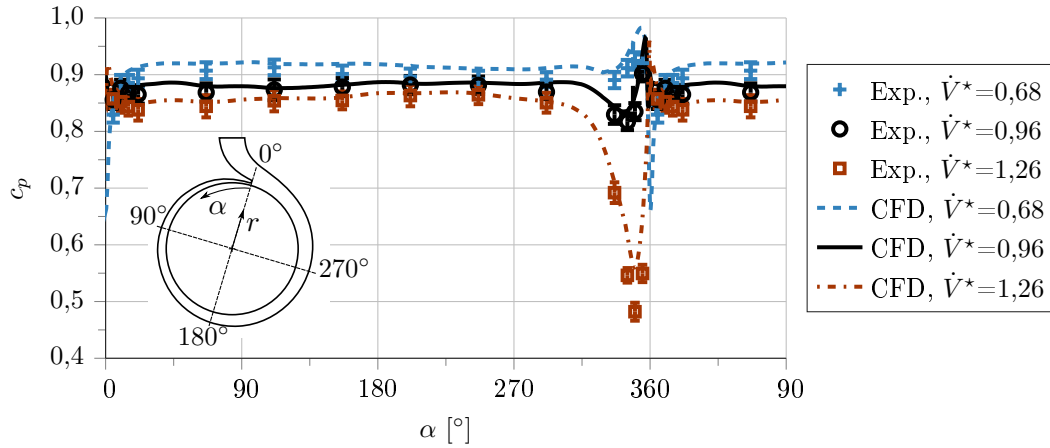


Abb. 6.7: Betriebspunktabhängige Druckverteilung über den Spiralumfang

Bei Überlast wird die Spiralzunge hingegen von der Laufradseite her angeströmt und Fluid strömt mit hoher Radialkomponente aus den Radseitenräumen in das Spiralgehäuse. Am Spiralgehäuseeintritt löst die Strömung dabei auf Höhe des Messradius lokal ab (siehe Abb. 6.3) und bildet ein Rezirkulationsgebiet aus. Weiterhin tritt an den Fußpunkten der Spiralzunge eine negative Umfangskomponente der Geschwindigkeit auf, d. h. das Fluid strömt lokal entgegen der Laufraddrehrichtung. Die sich ausbildenden freien Scherschichten tragen zu den Verlusten im Spiralgehäuse bei.

### 6.1.3 Druckverteilung

Zur weiteren Charakterisierung der Strömung und Validierung der numerischen Ergebnisse wird die Druckverteilung über den Umfang des Spiralgehäuses bei  $r^* = 1,037$  auf der vorderen Spiralhälfte näher betrachtet (siehe Abb. 6.1 & 6.5a für Lage der Messposition). Die gewählte Messposition besitzt die Vorteile, dass der radial durchströmte Querschnitt an jeder Messstelle gleich ist und dass anhand der Druckverteilung auf die Wechselwirkung der Spiral- und Radseitenraumströmung geschlossen werden kann.

Die in Abbildung 6.7 dargestellte Druckverteilung kann für den Betrieb im Bestpunkt in drei Abschnitte unterteilt werden. Zwischen  $\alpha = 15^\circ$  und  $245^\circ$  bleibt der Druck nahezu gleich, um danach bis  $\alpha = 345^\circ$  auf ein Minimum abzufallen. In diesem Abschnitt fließt zusätzliches Fluid aus dem Radseitenraum in die Spirale und die Strömung wird beschleunigt (siehe Abb. 6.6a). Den dritten Abschnitt stellt der Bereich unmittelbar um die Spiralzunge dar. Während die Spiralzunge stoßfrei umströmt wird (vgl. Abb. 6.2), kommt es auf dem Messradius aufgrund der plötzlichen Querschnittsänderung zu einer seitlichen Umlenkung des Fluids. Die damit einhergehende Verzögerung und Beschleunigung kann aus dem Druckverlauf abgelesen werden: Zunächst

steigt der Druck innerhalb von  $10^\circ$  auf den Maximalwert bei  $\alpha = 355^\circ$  an (Verzögerung) und fällt danach rapide auf ein lokales Minimum bei  $\alpha = 5^\circ$  ab (Beschleunigung). Da die Abweichung der gemessenen Extrema im Bestpunkt weniger als 6 % vom Mittelwert über den Umfang beträgt kann zusammenfassend von einer näherungsweise axialsymmetrischen Druckverteilung gesprochen werden. Die Druckverteilung entspricht damit den bekannten Verläufen aus der Literatur, siehe Abschnitt 2.5.1.

Bei Überlastbetrieb ist der Druck zwischen  $15^\circ < \alpha < 290^\circ$  weitgehend uniform. Ab  $\alpha = 290^\circ$  wird das Fluid beschleunigt, was aus dem negativen Druckgradienten in Abbildung 6.7 geschlossen werden kann. Die Beschleunigung resultiert aus zwei Effekten: Einerseits wirkt die Spirale bei Überlastbetrieb als Düse und andererseits wird aufgrund der Spiralzungenströmung in diesem Bereich zusätzliches Fluid aus dem angrenzenden Radseitenraum eingebracht. Die in Abschnitt 6.1.1 diskutierte Umströmung der Spiralzunge bewirkt bei Überlast im Vergleich zum Bestpunkt eine um den Faktor 4,5 verstärkte Druckdifferenz im Bereich ungleichförmiger Druckverteilung.

Auch bei Teillast weist der Druck über einen Großteil des Spiralumfangs einen annähernd axialsymmetrischen Verlauf auf. Aufgrund der Spiralzungenumströmung tritt in deren Nähe ebenfalls eine Störung im Druckverlauf auf, deren Amplitude im Vergleich zum Bestpunkt um 12 % erhöht ist. Dabei ist die Abfolge der Extrema aufgrund der geänderten Staupunktlage gegenüber Bestpunkt- und Überlastbetrieb umgedreht.

## 6.2 Strömung in den Radseitenräumen

Neben der Spiralströmung resultieren zwischen 30 % und 40 % der Strömungsverluste aus der Durchströmung der beiden Radseitenräume, wobei die größeren Verluste auf den vorderen Radseitenraum entfallen. Im Gegensatz zum hinteren Radseitenraum wird die Strömung dort von der Durchströmung mit dem Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  überlagert.

Die dimensionslose axiale Spaltweite  $G$  beträgt am Eintritt in die Radseitenräume der Versuchspumpe  $G = \frac{s_{ax}}{r_2} = 0,077$ . Während dieser Wert im hinteren Radseitenraum konstant ist, sinkt das Verhältnis im vorderen Radseitenraum aufgrund der sich verjüngenden Radseitenraumkontur auf  $G = 0,062$  an der innersten Druckmessstelle ab, siehe Abbildung 6.8.

Die Reynolds-Zahl  $Re = \frac{\Omega \cdot r_2^2}{\nu}$  beträgt  $4,1 \times 10^6$ . Nach Abschnitt 2.5.2 ist bei der vorliegenden Radseitenraumgeometrie und Reynolds-Zahl eine axialsymmetrische Strömung mit zwei Wandgrenzschichten und einer turbulenten Kernströmung zu erwarten.

Nachfolgend werden zunächst die umfangsgemittelte Strömung und die Kopplung der Radseitenraumströmung untersucht. In Anlehnung an die Modellvorstellung der Literatur werden dann die Komponenten in Umfangs- und Radialrichtung näher betrachtet. Diese bilden in den Modellen der Radseitenraumströmung die Kern- und Sekundärströmung.

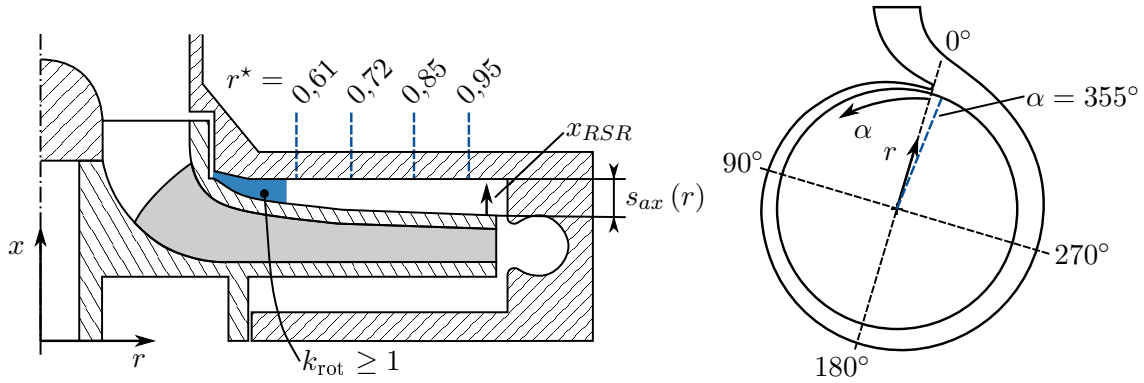


Abb. 6.8: Lage der Druck- und LDA-Messstellen im vorderen Radseitenraum

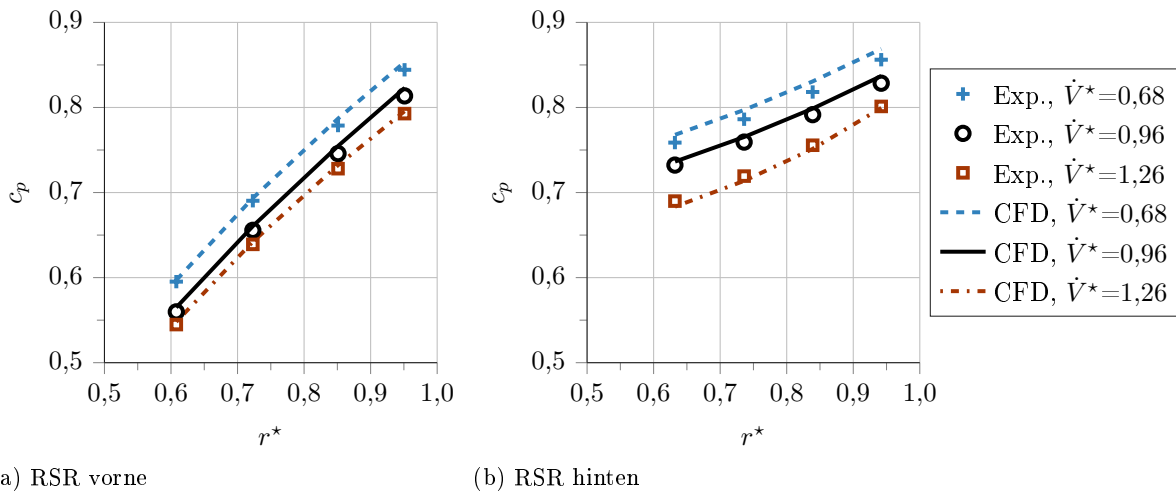


Abb. 6.9: Umfangsgemittelte Druckverteilung in den Radseitenräumen

### 6.2.1 Umfangsgemittelte Strömung

Zur Charakterisierung des Axialschubs und der Radreibung sind zur mechanischen Dimensionierung die umfangsgemittelten Verläufe der Umfangskomponente der Fluidgeschwindigkeit (Rotationsfaktor  $k_{\text{rot}}$ ) und des statischen Drucks (Druckbeiwert  $c_p$ ) von Interesse.

Der in Abbildung 6.9a dargestellte Druckverlauf zeigt, dass der Druck in beiden Radseitenräumen vom Laufradaustritt zur Drehachse hin absinkt. Durch die überlagerte Durchströmung mit dem Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  ist die mittlere Druckdifferenz des vorderen Radseitenraums gegenüber dem hinteren um den Faktor 2,6 bei  $\dot{V}^* \leq 1,0$  bzw. um den Faktor 2,2 bei Überlastbetrieb erhöht. Die mittlere Druckdifferenz zwischen der äußersten und innersten Messstelle ist im vorderen Radseitenraum bei den untersuchten Betriebspunkten nahezu unverändert, was auf die konstante Höhe des Spaltvolumenstroms zurückzuführen ist.

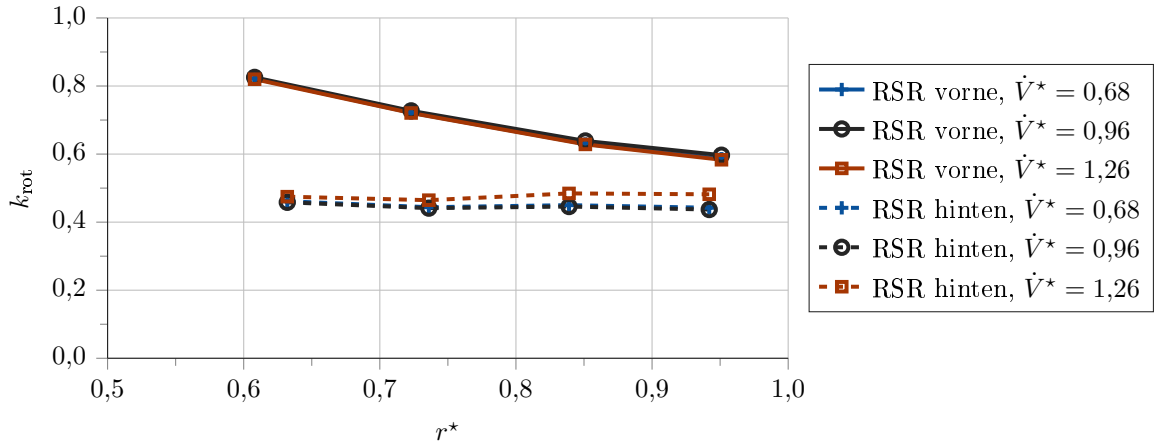


Abb. 6.10: Rotationsfaktor in den Radseitenräumen; aus gemessener, umfangsgemittelter Druckverteilung nach Gl. 2.25 bestimmt

Zur Bestimmung der Radreibung wird der Rotationsfaktor  $k_{\text{rot}}$  in Experimenten unter Verwendung von Gleichung 2.25 anhand des radialen Druckgradienten bestimmt<sup>1</sup>. Der Verlauf in Abbildung 6.10 zeigt, dass  $k_{\text{rot}}$  im hinteren Radseitenraum über den Radius gleichmäßig verläuft. Im Gegensatz dazu steigt der Rotationsfaktor im vorderen Radseitenraum bei allen untersuchten Betriebspunkten radial nach innen an. Demzufolge nimmt die Relativgeschwindigkeit zwischen Laufrad und Fluid zum Dichtspalteingang hin ab. Aus einer Extrapolation der Messdaten gemäß Gleichung 2.25 geht hervor, dass  $c_u$  ab  $r^* \leq 0,45$  größer als die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads ist ( $k_{\text{rot}} > 1$ ) und dort die Richtung der Energieübertragung wechselt. Im Gegensatz dazu ist der Rotationsfaktor in den Simulationen im Umfangsmittel bereits ab  $r^* \leq 0,54$  größer als Eins (siehe eingefärbte Fläche in Abb. 6.8). Dieser Umstand zeigt, dass Gleichung 2.25 nur zur näherungsweisen Bestimmung des Rotationsfaktors geeignet ist, wenn die Radseitenraumströmung vom Spaltvolumenstrom überlagert wird und die axiale Spaltweite nicht konstant ist.

### 6.2.2 Kopplung der Strömung

Die Charakteristik der umfangsgemittelten Verläufe entspricht der bekannten Modellvorstellung der Radseitenraumströmung. In diesem und den nachfolgenden Abschnitten werden lokale strömungsmechanische Vorgänge diskutiert, die sich aus der Kopplung mit der Spiralgehäuseströmung ergeben und zu Abweichungen von der umfangsgemittelten Strömung führen. Dabei wird beispielhaft die Strömung im vorderen Radseitenraum bei Überlast ( $\dot{V}^* = 1,26$ ) vorgestellt, weil hier die Wechselwirkung und die Verluste am höchsten sind.

Die Strömung in den Radseitenräumen und dem Spiralgehäuse der Versuchspumpe ist durch die in Abschnitt 6.1 vorgestellten Volumenströme miteinander gekoppelt. In Abbildung 6.11 sind

<sup>1</sup>Der dafür benötigte Druckgradient wurde mit einem Differenzenverfahren erster und zweiter Ordnung aus der Druckverteilung approximiert.

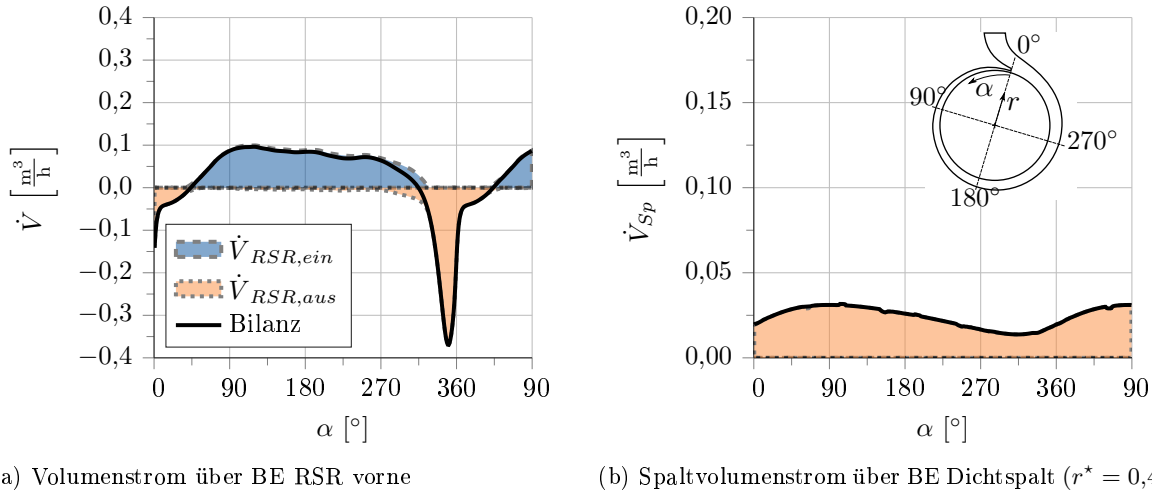


Abb. 6.11: Ein- und austretende Volumenströme über die Bilanz Ebenen des vorderen Radseitenraums bei  $\dot{V}^* = 1,26$

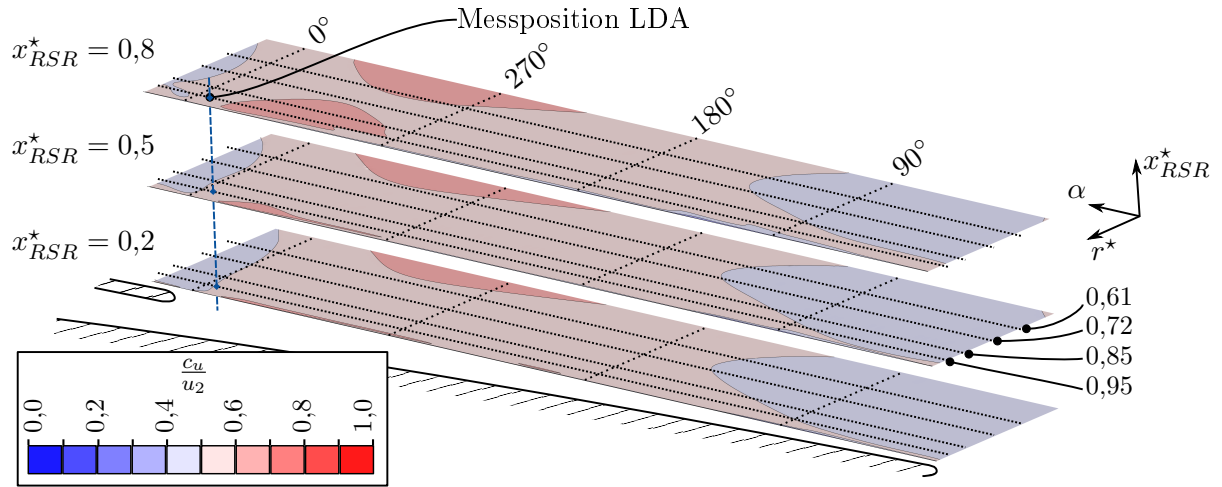
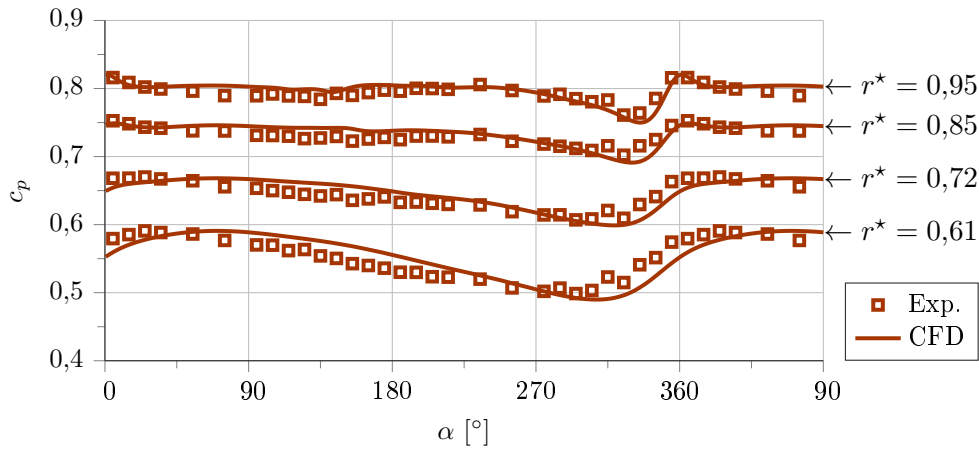
die Richtung und die Amplitude des Volumenstroms an den Bilanz Ebenen RSR vorne (siehe Abb. 6.5b) und Dichtspalt aufgetragen. Die Bilanz Ebene BE Dichtspalt befindet sich an der Grenze zwischen dem vorderen Radseitenraum und dem Dichtspalt bei  $r^* = 0,4$ . In Abbildung 6.11a ist zu erkennen, dass zwischen  $\alpha = 45^\circ$  und  $330^\circ$  Fluid aus dem Spiralgehäuse in den Radseitenraum eingebracht wird. Ein Großteil dieses Fluids gelangt zwischen  $\alpha = 270^\circ$  und  $50^\circ$  wieder in das Spiralgehäuse, während die Differenz, i. e. der Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$ , die Radseitenraumströmung überlagert.

Der Spaltvolumenstrom strömt bei  $r^* = 0,4$  aus dem Radseitenraum in den Dichtspalt. Die in Abbildung 6.11b dargestellte Verteilung ist dabei über dem Umfang nicht uniform, sondern weist ein Maximum bei  $\alpha = 90^\circ$  und ein Minimum bei  $315^\circ$  auf.

### 6.2.3 Strömung in Umfangsrichtung und Druckverteilung

Die Verteilung der Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $c_u$  ist in Abbildung 6.12a auf drei abgewinkelten Ebenen konstanter Spannweite  $x_{RSR}^*$  dargestellt. Hierbei beschreibt  $x_{RSR}^* = \frac{x_{RSR}}{s_{ax}}$  den auf die Radseitenraumbreite bezogenen Abstand von der Deckscheibe und  $r^*$  ist der mit  $r_2$  entdimensionierte Radius. Die Winkelposition der Spiralzunge befindet sich bei  $\alpha = 0^\circ$ . Die Umfangskomponente macht den größten Teil der Fluidgeschwindigkeit aus und prägt dadurch die in Abbildung 6.12b gezeigte Druckverteilung auf der Gehäusewand ( $x_{RSR}^* = 1$ ).

In der Umgebung des Radseitenraumeintritts bei  $r^* = 0,95$  sind die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung fernab der Spiralzunge ( $45^\circ < \alpha < 315^\circ$ ) nahezu uniform. Etwa  $45^\circ$  stromauf der Spiralzunge ändert sich das Strömungsfeld drastisch. Eine Erhöhung der Umfangskomponente

(a)  $c_u$ -Verteilung auf drei Ebenen konstanter Spannweite(b) Druckverteilung auf der Gehäusewand ( $x_{RSR}^* = 1$ )Abb. 6.12: Druck- und  $c_u$ -Verteilung im vorderen Radseitenraum bei  $\dot{V}^* = 1,26$ 

und ein Druckabfall, gefolgt von einem Absinken von  $c_u$  und einem raschen Druckanstieg sind zu erkennen. Diese Störung ist auf die Wechselwirkung mit der Spiralgehäuseströmung zurückzuführen, da sowohl die Geschwindigkeitsverteilung als auch der Druckverlauf die gleiche Charakteristik wie im Spiralgehäuse aufweisen.

Infolge der Strömungskopplung weist die Umfangskomponente der Geschwindigkeit neben der beschriebenen Störung in unmittelbarer Umgebung der Spiralzunge im gesamten Radseitenraum eine asymmetrische Verteilung auf. Diese ist geprägt von einem Bereich niedriger  $c_u$ -Komponente zwischen  $\alpha = 0^\circ$  und etwa  $135^\circ$ . In der Nähe des Dichtspalteingangs bei  $r^* = 0,4$  ist im letzten Quadranten hingegen ein Bereich hoher Geschwindigkeit  $c_u$  zu erkennen. Die Asymmetrie des Strömungsfelds zeigt sich ebenfalls in der Druckverteilung in Abbildung 6.12b ab  $r^* \leq 0,72$ .



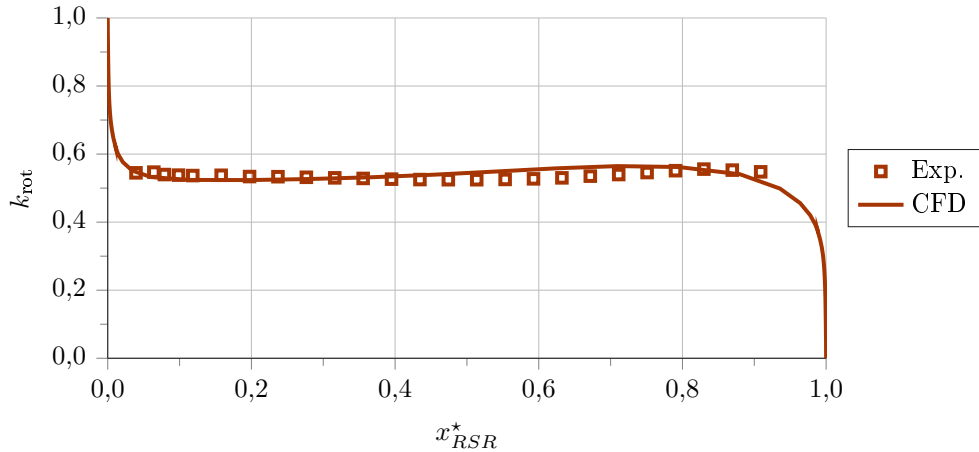


Abb. 6.13: Profil des Rotationsfaktors bei  $\alpha = 355^\circ$  und  $r^* = 0,95$

Wie in Abschnitt 6.3 weiter ausgeführt wird, ist der Druckverlauf im Radseitenraum bei  $r^* = 0,61$  mit dem im Dichtspalt selbst vergleichbar. Sowohl die Strömung im Radseitenraum als auch im Dichtspalt werden also durch die Wechselwirkung mit der Spiralgehäuseströmung beeinflusst und eine axialsymmetrische Verteilung gestört.

Zur Strömungsbeschreibung und zur Validierung der numerischen Ergebnisse ist in Abbildung 6.13 beispielhaft ein Geschwindigkeitsprofil der Umfangskomponente am Radseitenraumeintritt in der Nähe der Spiralzunge abgebildet. Aufgrund der Haftbedingung entspricht die Fluidgeschwindigkeit auf der Laufradseite ( $x_{RSR}^* = 0$ ) der lokalen Laufradgeschwindigkeit, während Sie auf der Gehäuseseite Null ist. An den Wänden bildet sich eine Grenzschichtströmung aus und fernab der Wände liegt ein Bereich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit vor – die Kernströmung. Die Geschwindigkeit innerhalb dieser nimmt ab der halben Radseitenraumbreite auf der Gehäuseseite zu und weist bei  $x_{RSR}^* = 0,8$  ein lokales Maximum auf. Eine solche Charakteristik tritt in unterschiedlich starker Ausprägung auch an anderen Positionen auf.

#### 6.2.4 Strömung in Radialrichtung und Grenzschichtströmung

In der Literatur wird die Überlagerung der Radseitenraumströmung mit einer radialen Geschwindigkeitskomponente als Sekundärströmung bezeichnet. Es wird angenommen, dass diese axialsymmetrisch verteilt und auf die Wandgrenzschichten beschränkt ist. Das Fluid strömt dabei auf der Gehäuseseite zur Drehachse hin bzw. auf der Laufradseite in die entgegengesetzte Richtung.

In diesem Abschnitt wird geprüft, ob diese Modellvorstellung mit der realen Pumpenströmung in Übereinstimmung ist. Außerdem wird der Einfluss der Strömungswechselwirkung mit den angrenzenden Regionen untersucht.



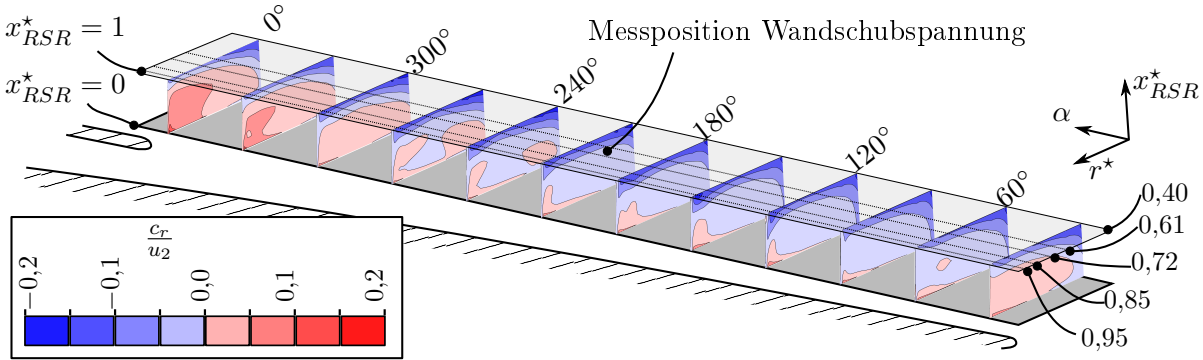


Abb. 6.15: Verteilung der normierten Radialkomponente der Geschwindigkeit auf Ebenen konstanter Winkelposition im vorderen Radseitenraum bei  $\dot{V}^* = 1,26$

Der zweite Bereich hat seinen Ursprung im Bereich des Laufradaustritts ( $r^* \approx 1$ ). Er vergrößert sich ab  $\alpha = 45^\circ$  in Laufraddrehrichtung sowohl zur Drehachse als auch in axialer Richtung. Bei  $\alpha = 295^\circ$  und  $r^* = 0,55$  verbinden sich der innere und äußere Bereiche miteinander und die gesamte Radseitenraumströmung ist mit Ausnahme der Gehäusegrenzschicht und der Laufradgrenzschicht bei  $r^* \leq 0,55$  nach radial außen gerichtet. Ab dieser Winkelposition wird das Fluid zur Spiralzunge hin beschleunigt. Die größte Radialkomponente tritt in der Nähe des Laufradaustritts bei ungefähr  $\alpha = 340^\circ$  auf: Das Fluid strömt hier mit  $\frac{c_r}{u_2} \geq 20\%$  aus dem Radseitenraum in das Spiralgehäuse hinein. Dieser Vorgang ist in der schematischen Darstellung der Strömung (Abb. 6.14) als orangefarbige Stromröhre verbildlicht.

Stromab der Spiralzunge sinkt die positive Radialkomponente außerhalb der Laufradgrenzschicht rasch und ab  $\alpha > 60^\circ$  besitzt die Kernströmung keinen nach radial außen weisenden Geschwindigkeitsanteil mehr.

Ab dieser Position wird vermehrt Fluid über die Bilanzebene BE RSR vorne in den Radseitenraum eingetragen und strömt zur Drehachse hin ( $c_r < 0$ ). Der nach innen durchströmte Bereich wächst auf der Gehäuseseite ab  $\alpha = 70^\circ$  an und der Betrag von  $c_r$  ist bei  $\alpha = 150^\circ$  maximal. Auch die Strömung außerhalb der Wandgrenzschicht fließt hier in Richtung Drehachse.

Im Bereich der Verjüngung des Radseitenraums ( $r^* \leq 0,5$ ) ist der Umfangsanteil der Fluidgeschwindigkeit höher als die Laufradgeschwindigkeit und die zur Drehachse hin wirkenden Druckkraft ist größer als die nach radial außen wirkenden Zentrifugalkraft. Aus diesem Umstand folgt, dass die Radialkomponente auf der Laufradseite bei  $r^* \leq 0,5$  ebenfalls nach radial innen gerichtet ist (siehe Abb. 6.16) und dass in Abschnitten mit hohem radialem Druckgradient die Strömung auch außerhalb der Wandgrenzschichten zur Drehachse hin fließt. Während die Richtung der Radialkomponente auf der Gehäuseseite stets nach innen zeigt, variiert sie demnach auf der Laufradseite positionsabhängig. Dieser Vorzeichenwechsel der Geschwindigkeitskomponenten  $w_u$  und

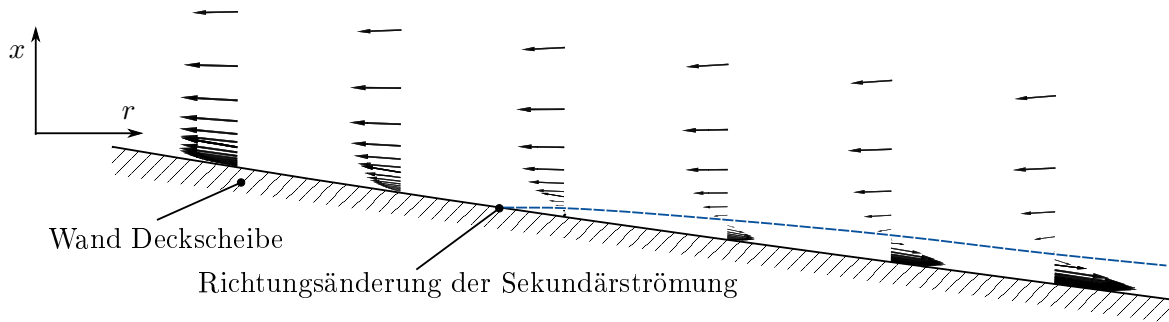


Abb. 6.16: Richtungsänderung der Radialkomponente auf der Laufradseite

$c_r$  ist in der schematischen Darstellung als sich verzweigender blauer Pfeil auf der Deckscheibe illustriert (siehe Abb. 6.14).

Basierend auf den vorliegenden Ergebnissen ist zu konstatieren, dass die Modellvorstellung der Sekundärströmung die  $c_r$ -Verteilung im Radseitenraum der Versuchspumpe nur unbefriedigend beschreibt: Die Wechselwirkung mit der Spiralströmung prägt die Verteilung der Radialkomponente und bewirkt, dass sie weder axialsymmetrisch ausgebildet noch auf die Wandgrenzschichten beschränkt ist. Des Weiteren ist die Richtung der Radialkomponente auf der Laufradseite nicht einheitlich. Aus der Verteilung von  $c_r < 0$  wird geschlossen, dass auch die Überlagerung der Radseitenraumströmung mit dem Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  ungleichförmig ist. Auf Grundlage der vorliegenden Ergebnisse ist die Modellvorstellung als Näherungslösung der Radseitenraumströmung zu verstehen. Tatsächlich liegt im Radseitenraum eine komplexe dreidimensionale Strömung vor, die in Abbildung 6.14 schematisch dargestellt ist. Es ist zu erwarten, dass vergleichbare Phänomene bei geometrisch ähnlich ausgeführten Pumpen ebenfalls auftreten.

### 6.2.5 Charakterisierung der Wandschubspannung durch direkte Messung

Die Wandschubspannungsmessung erlaubt anhand des Vektors und der Amplitude eine Charakterisierung der Grenzschichtströmung und die Validierung der numerischen Grenzschichtbehandlung. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Wandschubspannung erstmals direkt für mehrere Betriebspunkte in einer Pumpe gemessen. Der in Abbildung 6.17 gezeigte Messort befindet sich auf der Gehäuseseite im vorderen Radseitenraum bei  $\alpha = 196,5^\circ$  und  $r^* = 0,65$ .

Um die Amplitude und die Richtung der Wandschubspannung zu bestimmen, muss der verwendete Sensor mehrfach verdreht werden. Das Maximum des resultierenden Verlaufs liegt bei  $\gamma \approx 30^\circ$ , siehe Abbildung 6.18. Die Plausibilität der Messdaten wird durch die Übereinstimmung mit der dargestellten Sinusfunktion bestätigt. Gemäß Abbildung 6.17 bedeutet ein positiver Winkel, dass die Wandschubspannung zur Drehachse hin zeigt. Damit kann experimentell bestätigt

werden, dass die Wandgrenzschicht auf der Gehäuseseite von einer nach radial innen gerichteten Strömung überlagert ist.

In Abbildung 6.19 ist der betriebspunktabhängige Verlauf der Wandschubspannung aufgetragen. Die Ergebnisse zeigen für die untersuchte Messposition an, dass der Betrag der Wandschubspannung mit zunehmenden Volumenstrom ansteigt. Die Zunahme zwischen den Betriebspunkten beträgt jeweils 2,5 % und ist auf die lokale Veränderung des Strömungsfeldes durch die Wechselwirkung mit der Spiralgehäuseströmung zurückzuführen. Der numerische Verlauf der Wandschubspannung liegt unterhalb der Messwerte, aber noch innerhalb der Messunsicherheit.

Neben der Amplitude steigt in der Simulation auch der Winkel  $\gamma$  des Wandschubspannungsvektors mit zunehmendem Volumenstrom an. Der berechnete Winkel ist dabei stets kleiner als der Messwert. Zusammen mit der unterschätzten Amplitude ist dies ein Indiz, dass die Radialkomponente der Wandschubspannung in der Simulation unterschätzt wird: Während diese im Experiment am Messort etwa zwei Drittel der Umfangskomponente beträgt ist es in der Simulation nur knapp die Hälfte. Die Radialkomponente der Wandschubspannung wird demnach etwa 30 % zu niedrig berechnet.

## 6.3 Strömung im Dichtspalt

Obwohl bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl keine dominanten Verluste unmittelbar mit der Dichtspaltströmung verbunden sind, wirkt sich diese indirekt auf die Höhe der Verluste in anderen Regionen aus. Dies wird am Beispiel des vorderen Radseitenraums deutlich, wo die Verluste bei Überlagerung der Strömung mit dem Spaltvolumenstrom gegenüber dem hinteren Radseitenraum zwischen 35 % und 45 % höher ausfallen.

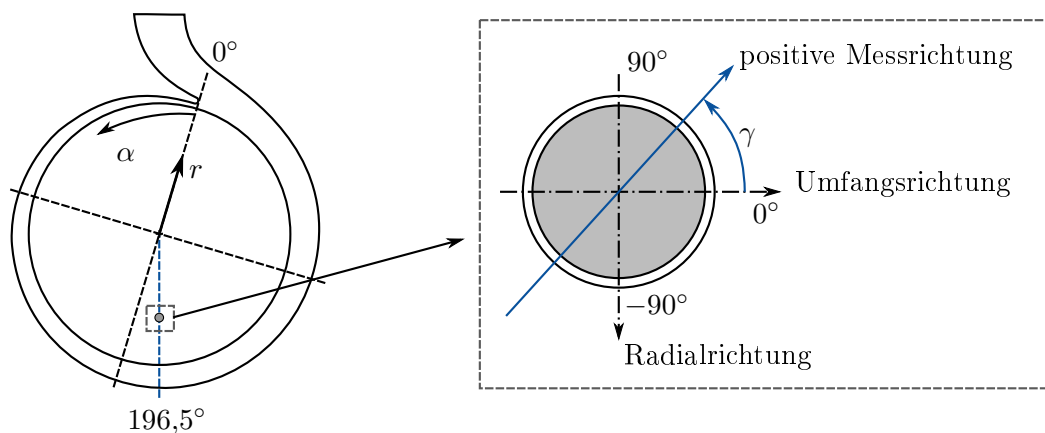


Abb. 6.17: Messort und Winkelbezeichnung der Wandschubspannungsmessung

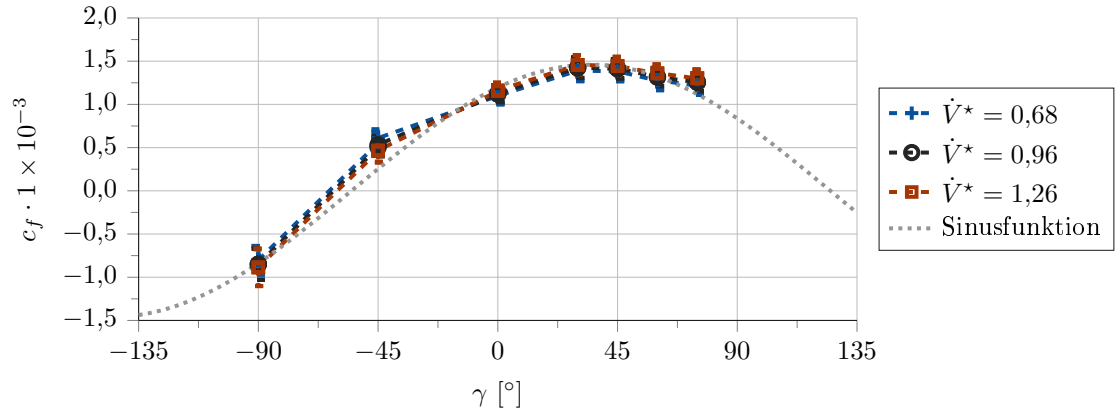
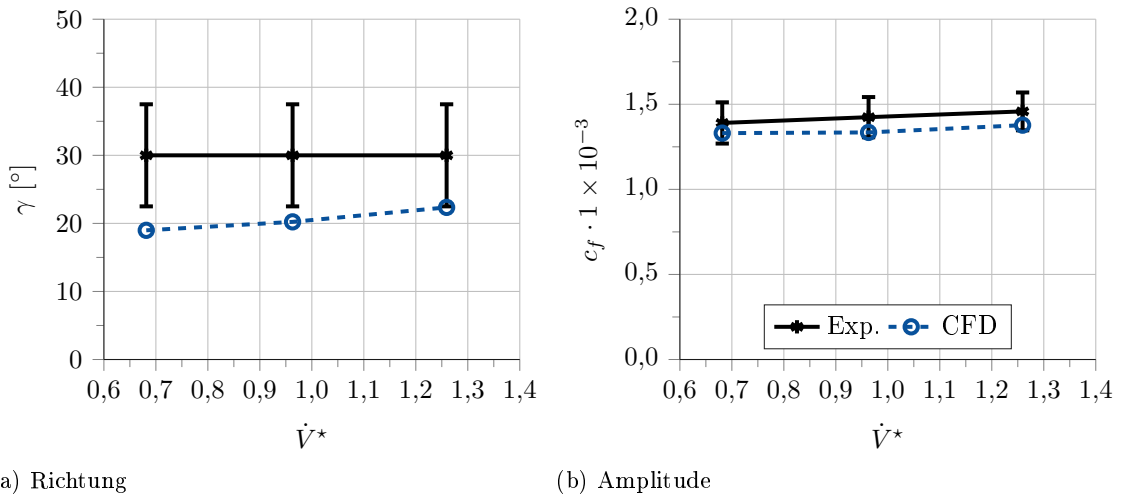


Abb. 6.18: Richtungsabhängigkeit der Wandschubspannungsmessung



(a) Richtung

(b) Amplitude

Abb. 6.19: Betriebspunktabhängiger Verlauf der Wandschubspannung

Die Dichtspaltgeometrie der Versuchspumpe ist mit einer Spaltweite von  $\frac{s}{r_{Sp}} = 1,13\%$  und einer relativen Spaltlänge von  $\frac{l}{D_h} \approx 13$  ( $D_h = 2s$ ) im Vergleich zu handelsüblichen Metallguss-pumpen eher weit und kurz. Solche Abmessungen treten in der Praxis bei Kunststoffpumpen bzw. infolge von Verschleißerscheinungen auf. Der Strömungszustand im Dichtspalt wird durch mehrere Reynolds-Zahlen und die Taylor-Zahl charakterisiert (Gl. 2.31-2.34). Mit einer Reynolds-Zahl von  $Re = 1,2 \times 10^4$  und einer Taylor-Zahl von  $Ta = 698$  liegt im Dichtspalt der Versuchspumpe eine vollturbulente Spaltströmung vor, bei der nach [Andereck u. a., 1986] keine großskaligen Wirbelstrukturen zu erwarten sind.

Zur Validierung der Simulationen und Charakterisierung der Dichtspaltströmung wurde die Wanddruckverteilung experimentell erfasst. Die axiale Lage der Druckmessstellen wird in Abbildung 6.20 gezeigt.

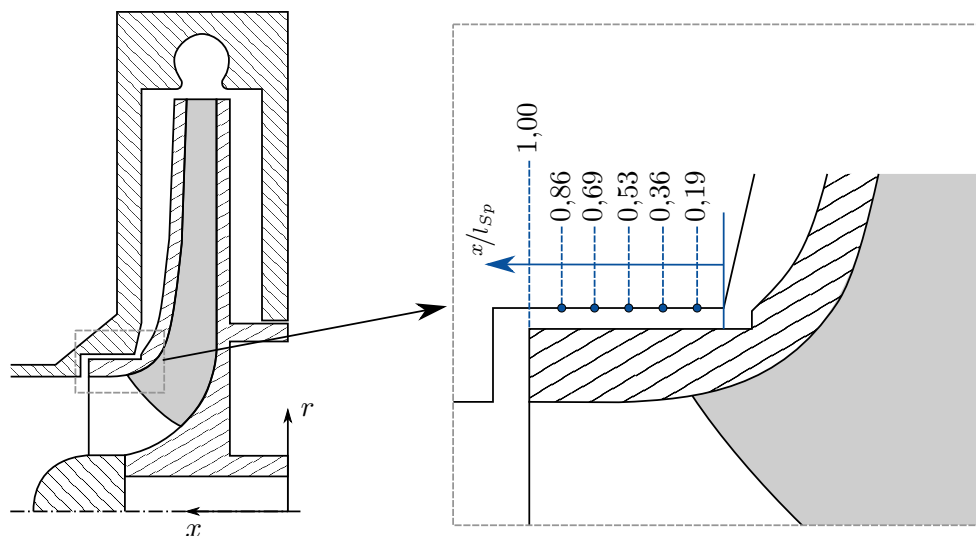


Abb. 6.20: Axiale Lage der Druckmessstellen auf der Gehäuseseite im Dichtspalt

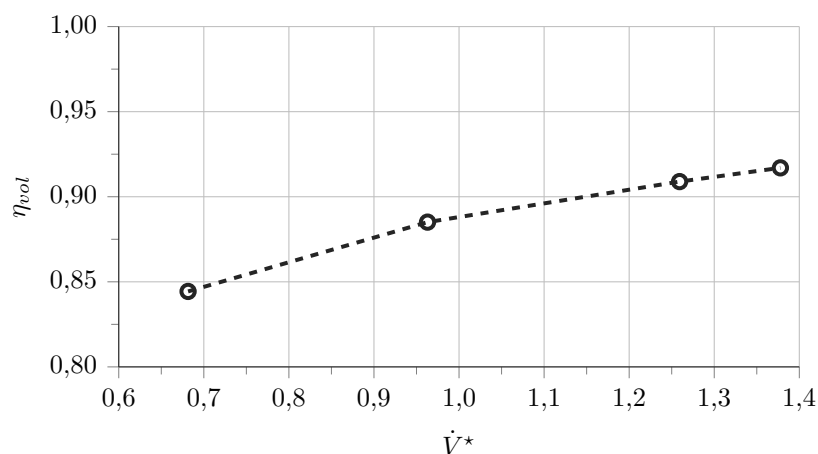


Abb. 6.21: Volumetrischer Wirkungsgrad der Versuchspumpe

### 6.3.1 Beschreibung Strömungsfeld

Die Höhe des Spaltvolumenstroms  $\dot{V}_{Sp}$  beeinflusst das Betriebsverhalten der Pumpe. Sie ist in dimensionsloser Form als volumetrischer Wirkungsgrad  $\eta_{vol}$  (Gl. 2.29) der Versuchspumpe in Abbildung 6.21 aufgetragen. Wie bei einer großen Dichtspaltweite zu erwarten ist, fällt der volumetrische Wirkungsgrad der Versuchspumpe vergleichsweise niedrig aus. Die Höhe des Spaltvolumenstroms ist dabei in Übereinstimmung mit Ergebnissen vergleichbarer Untersuchungen [vgl. Münch, 1999]. Während der volumetrische Wirkungsgrad mit sinkendem Volumenstrom abnimmt, bleibt die Höhe des berechneten Spaltvolumenstroms gleich: Die Änderung zwischen  $\dot{V}^* = 0,68$  und  $\dot{V}^* = 1,26$  beträgt weniger als 0,5 %. Das hat zur Folge, dass die charakteristischen Kennzahlen der Dichtspaltströmung und damit auch die Strömungsform im untersuchten Betriebsbereich

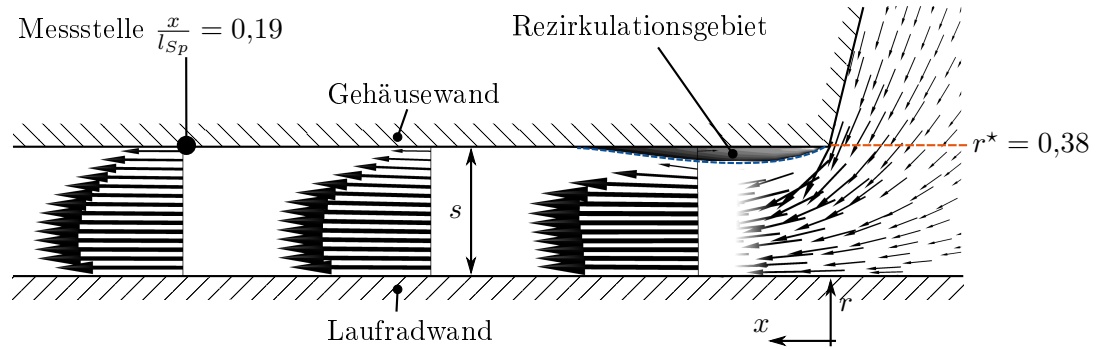


Abb. 6.22: Geschwindigkeitsprofile der Meridiankomponente und Ablösung am Dichtspalteingang

nahezu unverändert bleiben. Die nachfolgend vorgestellten Ergebnisse bei Betrieb im Bestpunkt sind daher auf die anderen untersuchten Betriebspunkte übertragbar.

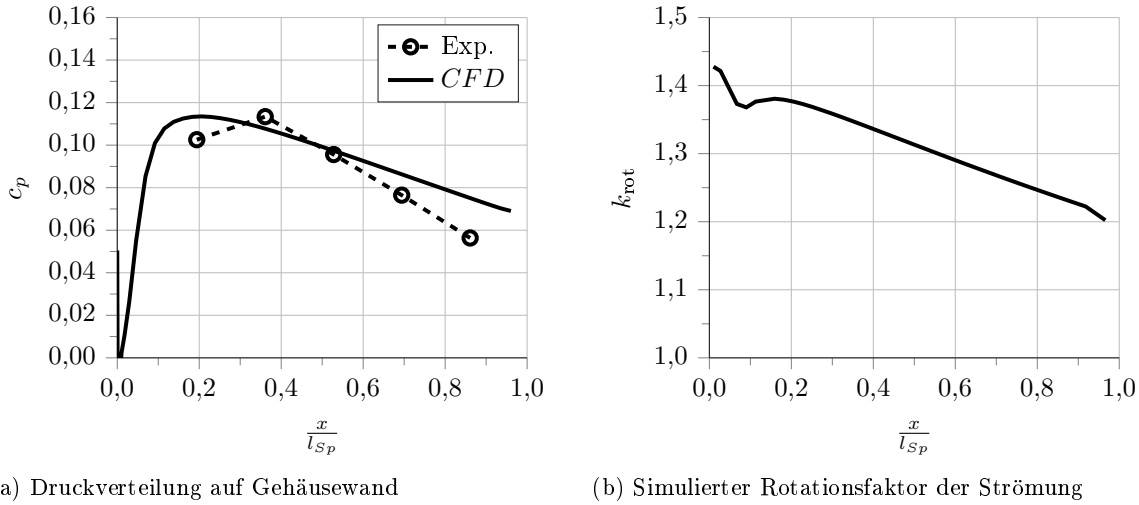
Wie bereits gezeigt, sinkt im angrenzenden Radseitenraum der statische Druck radial nach innen ab und der Rotationsfaktor nimmt zu. Ab  $r^* \leq 0,55$  übersteigt der mittlere Umfangsanteil  $c_u$  die Drehgeschwindigkeit des Laufrads und der Radseitenraum wird über die gesamte Radseitenraumbreite radial nach innen durchströmt ( $c_r < 0$ ).

In Abbildung 6.22 ist anhand der Geschwindigkeitsvektoren stromauf des Dichtspalteingangs zu erkennen, dass die Strömung aufgrund der Verjüngung der Radseitenraumkontur beschleunigt wird. Im Umfangsmittel betragen  $k_{\text{rot}} = 1,55$  und  $\frac{c_r}{u} = -0,2$  unmittelbar vor dem Spalteingang bei der Bilanzenebene  $r^* = 0,38$ . Beim Eintritt in den Dichtspalt wird die Strömung in axiale Richtung umgelenkt. Hierbei tritt bei allen Betriebspunkten auf der Gehäuseseite eine Ablösung auf. Diese erstreckt sich in der Simulation über  $l_{\text{Abl}} = 1,02D_h = 2,04s$  und versperrt etwa 12 % der durchströmten Fläche. Durch das Rezirkulationsgebiet wird die Strömung von der Gehäusewand zur rotierenden Wand hin verdrängt und beschleunigt. Im umfangsgemittelten Druckverlauf in Abbildung 6.23 ist dieser Vorgang anhand des Druckminimums (*Unterdruckspitze*) am Spaltbeginn zu erkennen.

Aus dem Vergleich der umfangsgemittelten Druckverläufe im vorderen Radseitenraum (siehe Abb. 6.9a) und im Dichtspalt (siehe Abb. 6.23) wird geschlossen, dass der größte Druckabfall in der Versuchspumpe unmittelbar am Dichtspalteingang auftritt. Die Druckdifferenz zwischen der innersten Messstelle im vorderen Radseitenraum und der ersten Messstelle im Dichtspalt ist zweimal größer als die Druckdifferenz über den gesamten vorderen Radseitenraum und um den Faktor 10 höher, als diejenige zwischen der ersten und letzten Messstelle im Dichtspalt.

In den Simulationen bildet sich stromab der Ablösung im Dichtspalt ein turbulentes Strömungsprofil der axialen Geschwindigkeitskomponente aus und der Druckabfall verläuft bis zum Dichtspaltausgang linear. Die berechnete Umfangskomponente der Strömungsgeschwindigkeit sinkt ent-





(a) Druckverteilung auf Gehäusewand

(b) Simulierter Rotationsfaktor der Strömung

Abb. 6.23: Umfangsgemittelte Strömungsgrößen im Dichtspalt;  $\dot{V}^* = 0,96$ 

lang des Dichtspaltes, außer im Bereich der Ablösung, gleichmäßig auf  $k_{rot} = 1,2$  am Dichtspaltausgang ab (siehe Abb. 6.23b). Sie ist damit stets höher als die Laufradgeschwindigkeit. Somit wird das Laufrad über die gesamte Dichtspaltlänge durch die Strömung angetrieben.

In Abbildung 6.24 sind die Druckverläufe an den einzelnen axialen Messpositionen aufgetragen, wobei sie zur besseren Lesbarkeit jeweils um  $\Delta c_p$  parallel verschoben sind. An der ersten Messstelle im Dichtspalt ( $\frac{x}{L} = 0,19$ ) liegt eine stark asymmetrische Druckverteilung vor. Der Druck auf der Gehäusewand ist im Experiment bei  $\alpha = 195^\circ$  minimal und erreicht dort Werte unterhalb des Bezugsdrucks, das zugehörige Maximum tritt bei  $\alpha = 45^\circ$  auf. Diese Charakteristik resultiert aus der in Abschnitt 6.2 diskutierten asymmetrischen Verteilungen von  $c_u$  und  $c_r$ , bzw.  $\dot{V}_{Sp}$  im vorderen Radseitenraum. In Durchflussrichtung verschiebt sich die Lage der Extrema in Drehrichtung des Laufrades und das Profil wird zunehmend flacher.

Die numerischen Ergebnisse geben den gemessenen Druckverlauf im Umfangsmittel qualitativ wieder, können die asymmetrische Charakteristik der Verläufe aber nicht abbilden. Im Gegensatz zum Experiment sind die Profile gleichförmiger ausgeprägt und erst am Dichtspaltausgang sind sich die Verläufe ähnlich. Abweichungen treten auch beim umfangsgemittelten Druckgradienten und der Charakteristik hinsichtlich der Ablösung auf. Die experimentellen Daten deuten darauf hin, dass das Rezirkulationsgebiet in der Realität länger und deutlich asymmetrischer ausgeprägt ist. Aus diesen Abweichungen kann geschlussfolgert werden, dass die Verluste im Dichtspalt mit numerischen Methoden eher zu gering berechnet werden.

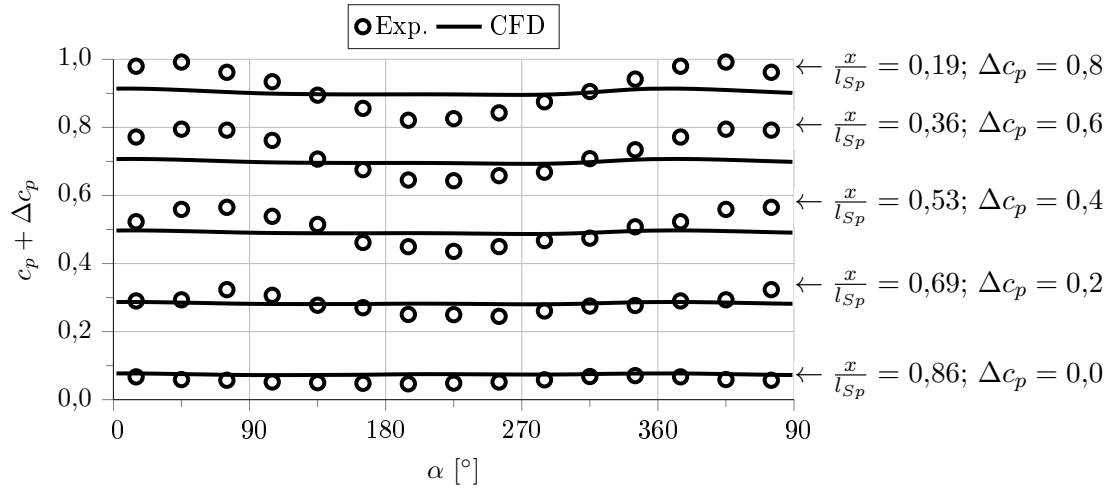


Abb. 6.24: Druckverteilung auf Gehäusewand im Dichtspalt bei  $\dot{V}^* = 0,96$

### 6.3.2 Einfluss auf Strömung im Saugmund

Am Dichtspaltausgang wird die Strömung zur Drehachse hin umgelenkt und vermischt sich dort mit der Zulaufströmung des Laufrades. Um den Einfluss der Dichtspaltströmung auf die Laufradzuströmung zu untersuchen, wird die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten  $c_{ax}$  und  $c_u$  an den in Abbildung 6.26c dargestellten Positionen betrachtet.

Die Verteilung der Axialkomponente an Messposition 1 weist nahe der Drehachse ein für Rohrströmungen typisches Maximum auf (siehe Abb. 6.26a). Das Verhältnis von  $c_{ax,max}$  zur lokalen Bulk-Geschwindigkeit

$$u_b(x) = \frac{1}{A(x)} \int_A c_{ax} dA(x) \quad (6.2)$$

entspricht ebenfalls dem einer turbulenten Rohrströmung. Die Strömung an dieser Position, also stromauf des Dichtspaltausgangs, ist drallfrei (siehe Abb. 6.26b). Demnach kommt es bei Betrieb im Bestpunkt nicht zur Ausprägung eines Wirbels im Zulauf.

Am Dichtspaltausgang (Messposition 2) tritt dann Fluid mit hoher Umfangskomponente aus dem Dichtspalt in den Saugmund ein. Dabei wird ein Gleichdrall eingebracht, siehe Abbildung 6.26d.

In Abbildung 6.25 ist der Saugmund in einer Draufsicht dargestellt und die simulierte Verteilung der Umfangskomponente farblich gekennzeichnet. Der aus dem Dichtspalt stammende Gleichdrall  $\left(\frac{c_u}{u_1} \geq 0,1\right)$  nimmt nach innen hin ab und umfasst beim Bestpunkt knapp die Hälfte des durchströmten Querschnitts. Es ist zudem erkennbar, dass die Geschwindigkeitsverteilung asymmetrisch ist und  $c_u$  zwischen  $\alpha = 270^\circ$  und  $180^\circ$  an der Deckscheibe erhöht ist, während die Zuströmung im dritten Quadranten weniger stark drallbehaftet ist.

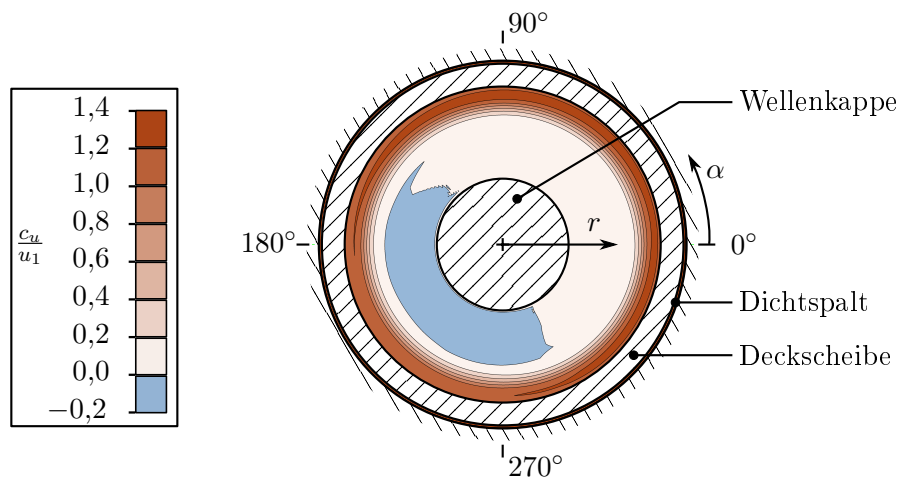
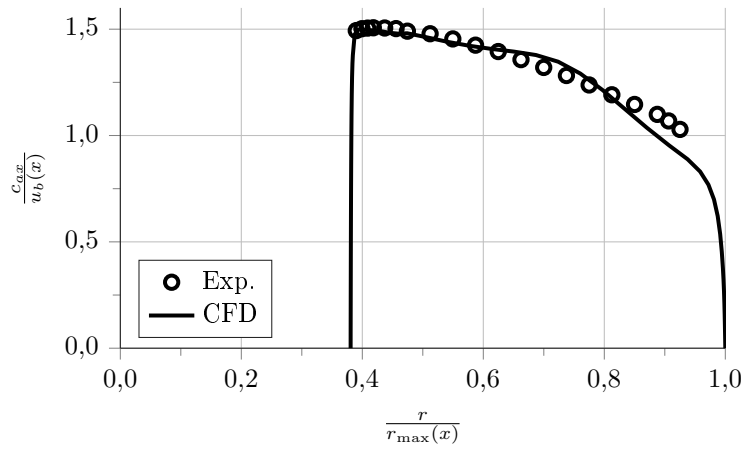
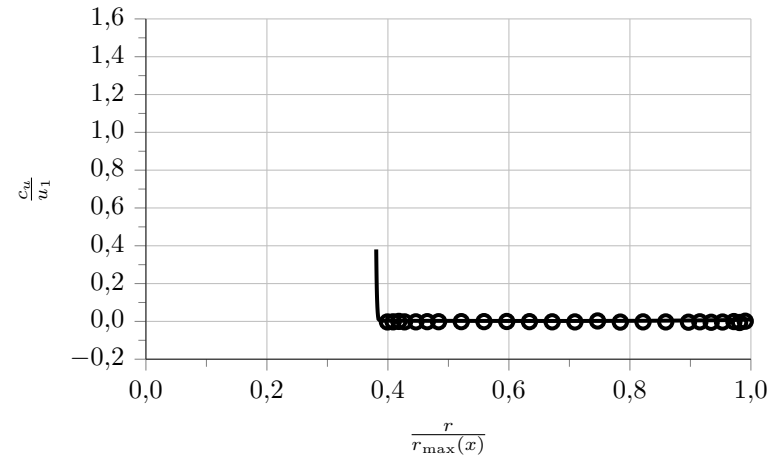
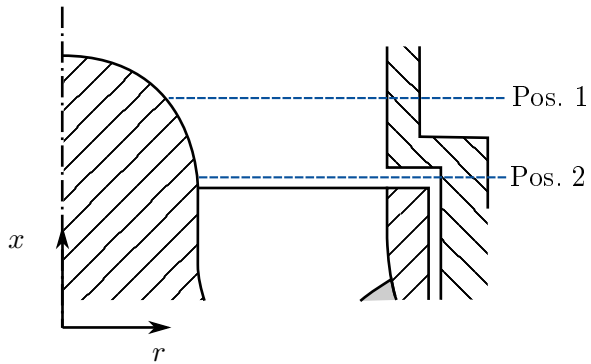
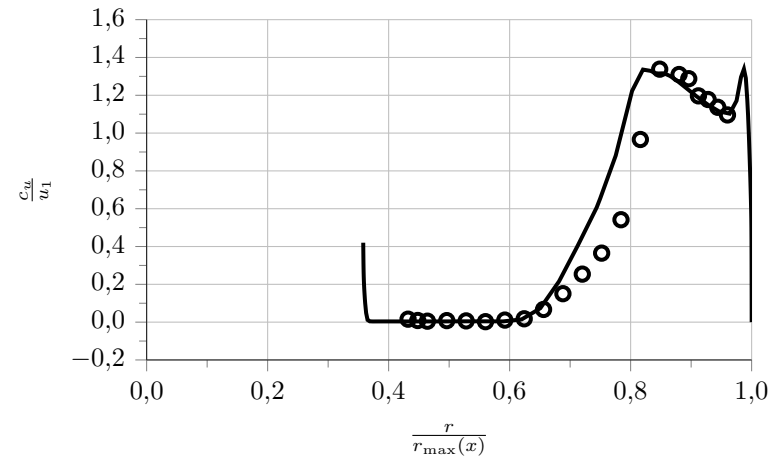


Abb. 6.25: Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Saugmund bei  $\dot{V}^* = 0,96$

Anhand der vorliegenden Daten kann festgestellt werden, dass bei Spiralgehäusepumpen die Spiralzungenumströmung die gesamte Pumpenströmung beeinflusst. Die Wechselwirkung ist dabei selbst bei Betrieb im Bestpunkt so stark, dass die Strömung am Laufradeintritt im zeitlichen Mittel noch asymmetrisch ist.

(a) Axialkomponente  $c_{ax}$  an Position 1(b) Umfangskomponente  $c_u$  an Position 1

(c) LDA-Messpositionen

(d) Umfangskomponente  $c_u$  an Position 2Abb. 6.26: Geschwindigkeitsprofile im Saugmund bei  $\dot{V}^* = 0,96$

## 6.4 Fazit

Die bisherigen potentialtheoretischen Modelle zur Beschreibung einer Pumpenströmung gehen von separaten Einzelströmungen aus und setzen oft vereinfachend voraus, dass eine axialsymmetrische und zweidimensionale Strömung vorliegt.

Die in dieser Arbeit aufgebaute Versuchspumpe erlaubt eine sehr detaillierte und umfangreiche experimentelle Erforschung der Strömung und die Validierung der numerischen Ergebnisse. Neben optischen Geschwindigkeitsmessungen an mehreren Orten ermöglicht insbesondere die hohe räumliche Auflösung der Druckmessungen eine genaue Beschreibung der Strömungsphysik. Die erstmals in einer Pumpe direkt gemessene Wandschubspannung dient zur Charakterisierung der Grenzschichtströmung und zur Bewertung der Wandbehandlungsmethode.

Aus den Ergebnissen geht hervor, dass die Pumpenströmung einen wesentlichen dreidimensionalen Charakter besitzt, zwischen den untersuchten Regionen eine Kopplung der Strömung besteht und dass die angenommene Axialsymmetrie gestört ist. Hierbei spielt die Umströmung der Spiralzunge eine entscheidende Rolle. Als eine maßgebliche Verlustursache wird in der Versuchspumpe die Strömungsablösung an der Spiralzunge bei Überlastbetrieb identifiziert.

Die große Übereinstimmung der numerischen Ergebnisse mit den Messdaten bestätigt, dass die vorgestellte Methode zur Strömungssimulation in Pumpen kleiner spezifische Drehzahl geeignet ist.

## 7 Untersuchung des Rauheitseinflusses

In Pumpen niedriger spezifischer Drehzahl resultiert ein Großteil der auftretenden Verluste aus der Reibung innerhalb der Wandgrenzschichten. Bei industriell gefertigten Pumpen weisen die benetzten Oberflächen Unebenheiten auf, die hydraulisch raues Verhalten hervorrufen können. Durch die wirkenden Druck- und Reibungskräfte wird der Querimpulsaustausch in den Wandgrenzschichten angefacht und die Verluste werden erhöht.

In diesem Kapitel wird der Einfluss einer realistischen Oberflächenrauheit im vorderen Radseitenraum und im Spiralgehäuse auf die Strömung und die Verluste der Versuchspumpe behandelt.

### 7.1 Rauheitsregime

Die Wirkung von Oberflächenrauheiten auf die Grenzschichtströmung ist abhängig von der äquivalenten Sandrauheit  $k_s$  einer Oberfläche und der Dicke  $\delta_v$  der viskosen Unterschicht. Mit der dimensionslosen Kennzahl

$$k_s^+ = \frac{k_s}{\delta_v} = \frac{k_s u_\tau}{\nu}$$

können drei Rauheitsregime unterschieden werden, vgl. Tabelle 2.1. Diese sind: hydraulisch glatt ( $k_s^+ < 5$ ), hydraulisch übergangsrau ( $5 \leq k_s^+ \leq 70$ ) und hydraulisch vollrau ( $70 < k_s^+$ ).

In Abbildung 7.1 sind die Betriebspunktabhängigen Rauheitsregime in der Versuchspumpe farblich aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass im untersuchten Betriebsbereich und mit der eingesetzten Rauheitsreplik ( $R_a = 18 \mu\text{m}$ ,  $R_z = 254 \mu\text{m}$ ,  $k_s = 60 \mu\text{m}$ ) ein vorwiegend übergangsraues Regime herrscht. Der räumliche Mittelwert der dimensionslosen äquivalenten Sandrauheit beträgt  $k_s^+ \approx 50$ .

Lokal begrenzt sind in allen untersuchten Betriebspunkten um die Spiralzunge herum und am Spiraleingang Bereiche mit hydraulisch vollrauem Regime zu erkennen. Wie in Abschnitt 6.1 dargestellt ist, erfolgt dort aufgrund der Spiralzungenumströmung eine Verdrängung des Fluids und eine Massenübertragung zwischen der Spiral- und Radseitenraumströmung. Durch die Verdrängung des Fluids wird dieses beschleunigt. Diese Faktoren verursachen aufgrund der einhergehenden Erhöhung der Wandschubspannung lokal höhere  $k_s^+$ -Werte und demzufolge ein hydraulisch vollraues Regime.

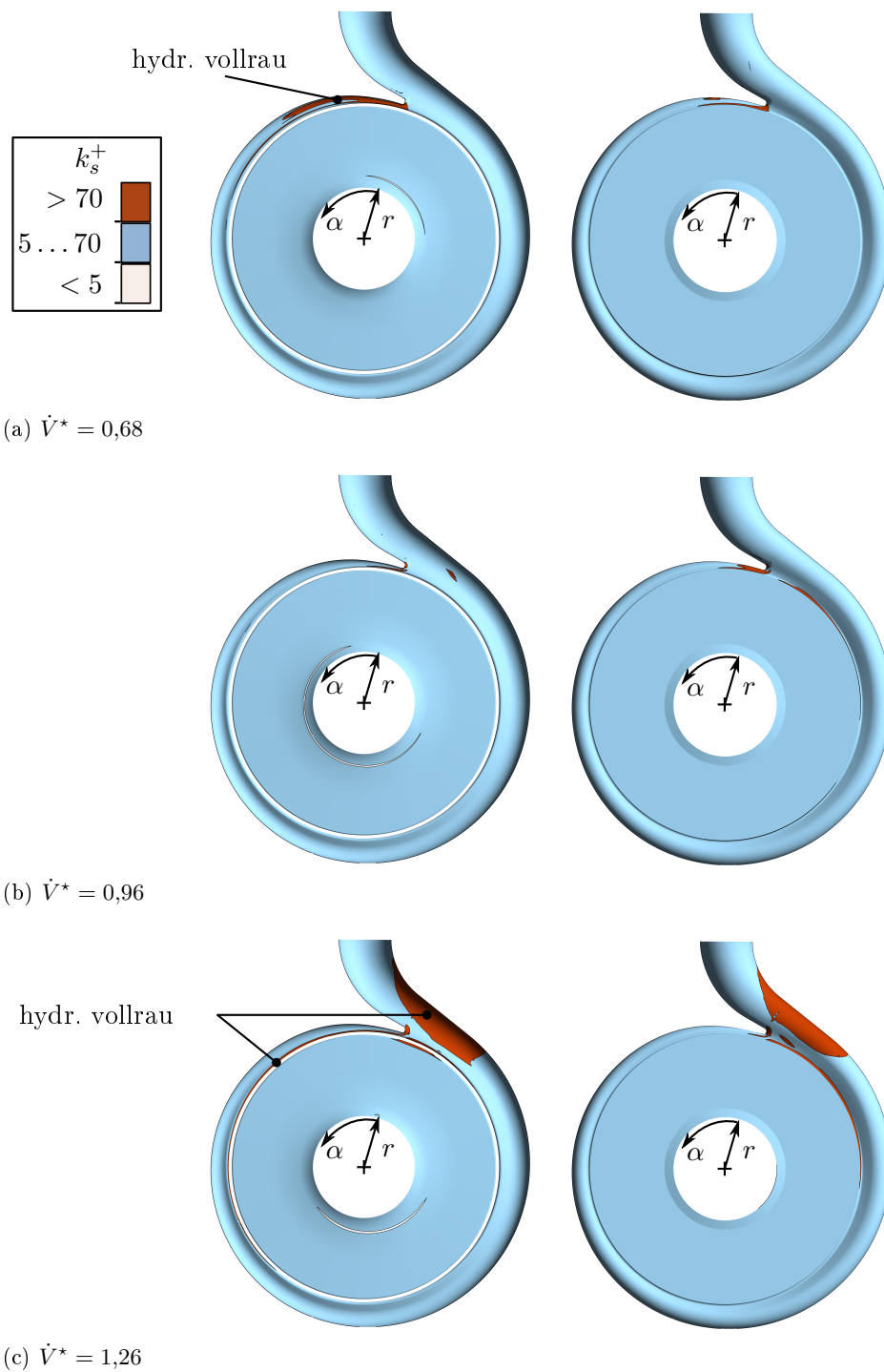


Abb. 7.1: Betriebspunktabhängige Rauheitsregime der rauen Wände; l.: hintere Spiralhälfte & Deckscheibe im vorderen RSR, r.: vordere Spiralhälfte & Gehäusewand im vorderen RSR

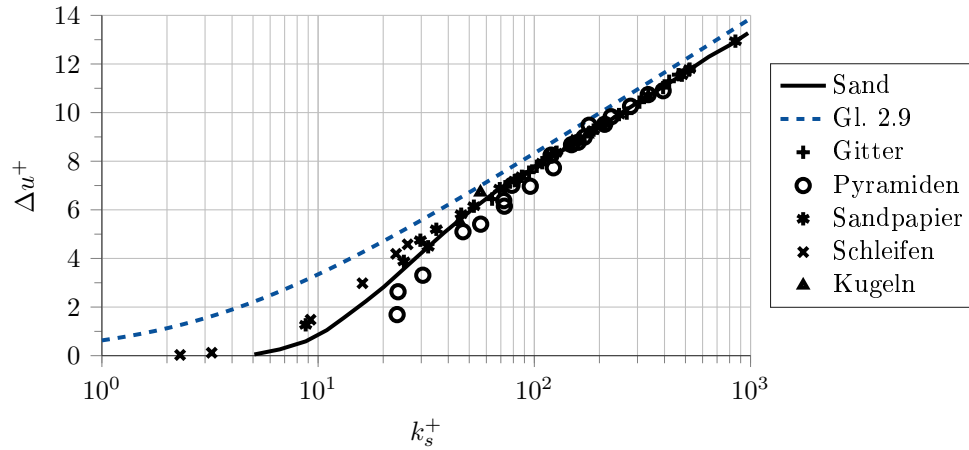


Abb. 7.2: Rauheitsfunktion verschiedener Oberflächen nach Flack u. Schultz [2010]

Trotz identischer Rauheitsgeometrie unterscheidet sich die Rauheitswirkung im vorderen Radseitenraum auf der Laufrad- und Gehäuseseite. Der Mittelwert von  $k_s^+$  beträgt auf der Gehäuseseite  $k_s^+ = 55$  und auf der Deckscheibe  $k_s^+ = 34$ . Somit ist die Rauheitswirkung in der Versuchspumpe auf der Gehäuseseite höher als auf der Laufradseite.

Ein vermeintlich hydraulisch glatter Abschnitt wird in Abbildung 7.1 auf der Deckscheibe dort angezeigt, wo der Rotationsfaktor größer als Eins wird und die Radialkomponente der Grenzschichtströmung die Richtung wechselt. Hier sinkt die Wandschubspannung ab und die Entwicklung einer Grenzschichtströmung beginnt in radialer Richtung. Somit existiert im angezeigten Bereich keine ausgebildete Wandgrenzschicht und die Klassifizierung des Rauheitsregimes ist nicht möglich.

Die vorgestellten Resultate stimmen mit den Ergebnissen aus [Juckelandt u. Wurm, 2013] überein. Dort wurde für zwei weitere Pumpen mit niedriger spezifischer Drehzahl ( $n_q = 10 \dots 12 \frac{1}{\text{min}}$ ) ebenfalls gezeigt, dass im Betrieb vorwiegend übergangsraues Regime herrscht.

In Bezug auf die numerische Abbildung der Rauheitswirkung erweist sich das übergangsraue Regime als besonders schwierig. Ursache hierfür ist, dass in diesem Fall der funktionale Zusammenhang  $\Delta u^+ = f(k_s^+)$  zur Modellierung von Rauheitseffekten mit dem logarithmischen Wandgesetz stark von der untersuchten Oberfläche abhängig ist. Dies äußert sich in Abbildung 7.2 an der zunehmenden Streuung der Werte bei  $k_s^+ \leq 100$ . Weiterhin wird deutlich, dass die Colebrook-Gleichung (Gl. 2.9), die in der verwendeten Software zur Modellierung rauer Wände genutzt wird, besonders im übergangsrauen Bereich nur eingeschränkt geeignet ist (siehe Gl. 3.58 in Abschnitt 3.3.3).



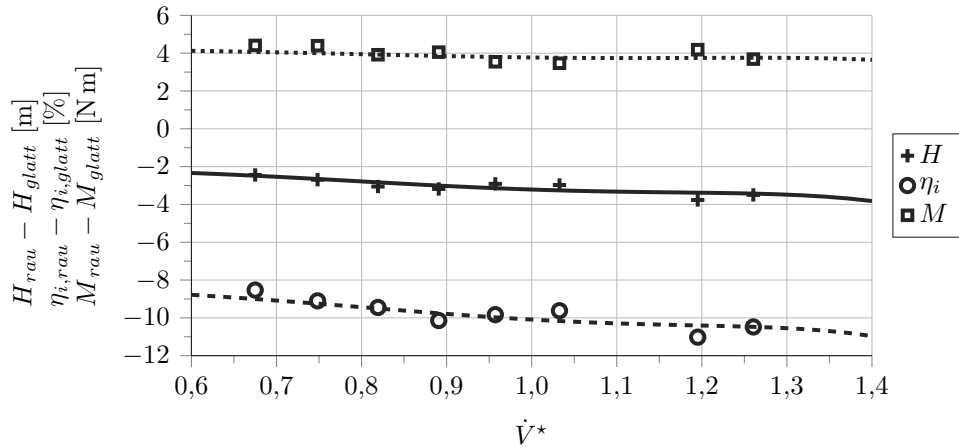


Abb. 7.3: Einfluss der Rauheit auf die gemessenen hydraulischen Kenndaten  $H$ ,  $\eta_i$  und  $M$

## 7.2 Hydraulische Pumpenkennwerte und Verluste

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von hydraulisch rauen Wänden auf die hydraulischen Kenndaten der Versuchspumpe und die auftretenden Verluste ausgewertet.

Die Differenzen der gemessenen hydraulischen Kenndaten bei hydraulisch glatten und rauen Wänden sind in Abbildung 7.3 zusammen mit interpolierten Kurven dargestellt. Das Drehmoment  $M$  der Versuchspumpe ist bei hydraulisch rauen Wänden annähernd gleichmäßig erhöht. Die Zunahme beträgt im Bestpunkt  $3,8 \text{ Nm}$  ( $+6,4\%$ ). Ursächlich für den Anstieg des Drehmoments ist die vergrößerte Wandschubspannung an der Deckscheibe im vorderen Radseitenraum. Bei hydraulisch rauen Wänden sind die Druckverluste erhöht und bewirken eine Verminderung der Förderhöhe  $H$ , deren Abnahme beim Bestpunkt auf knapp  $3,2 \text{ m}$  ( $-9\%$ ) beziffert werden kann. Aus der Analyse des Rauheitsregimes geht hervor, dass mit zunehmendem Volumenstrom auch der Anteil hydraulisch vollrauer Gebiete ansteigt. Dies erklärt die weitere Abnahme der Förderhöhe in Richtung Überlastbetrieb.

Aus der Zunahme des Drehmoments und der Abnahme der Förderhöhe folgt nach Gleichung 1.2 eine Reduzierung des Wirkungsgrads  $\eta_i$  um 10 Prozentpunkte bei  $\dot{V}^* = 0,96$ . Dabei sinkt der Wirkungsgrad aufgrund der Förderhöhencharakteristik mit steigendem Volumenstrom zunehmend ab.

Mit der in Abschnitt 5.3 vorgestellten Verlustanalyse kann gezeigt werden, dass der Gesamtverlust  $\Delta P_V = P_{V,rau} - P_{V,glatt}$  durch hydraulisch raue Wände zwischen  $\dot{V}^* = 0,69$  und  $1,29$  um  $\Delta P_V \approx 1 \text{ kW}$  erhöht ist, siehe Abbildung 5.8. In Abbildung 7.4 ist beispielhaft für den Betriebspunkt  $\dot{V}^* = 1,29$  die Verlustverteilung in den einzelnen Regionen der Versuchspumpe dargestellt, wobei die Ergebnisse auch auf die anderen untersuchten Betriebspunkte übertragbar sind. Aus den Daten geht hervor, dass die Erhöhung des Gesamtverlustes  $\Delta P_V$  zu  $86\%$  aus dem Anstieg der

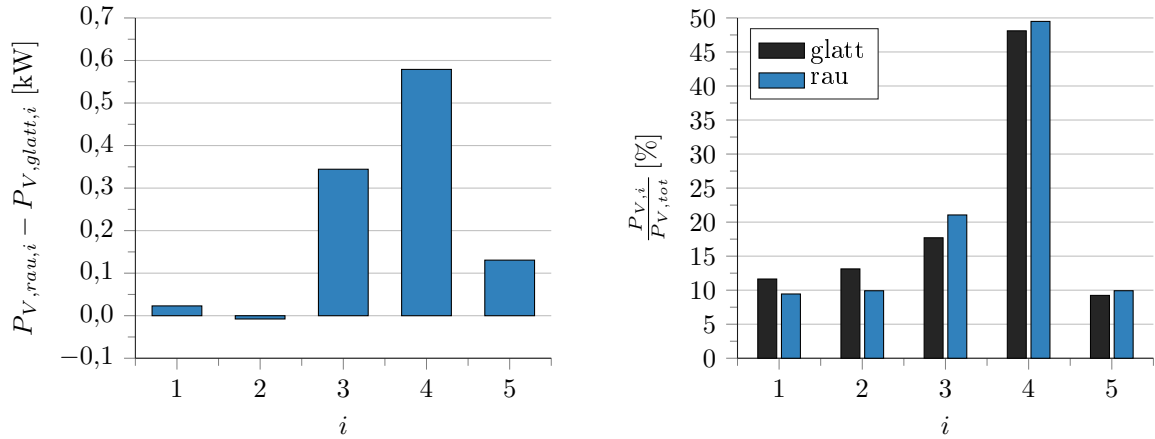


Abb. 7.4: Rauheitseinfluss auf die simulierten Verluste in den  $i$  Einzeldomains bei  $\dot{V}^* = 1,26$  (1: Laufrad; 2: RSR hinten; 3: RSR vorne; 4: Spirale; 5: Saugmund & Dichtspalt)

Verluste im vorderen Radseitenraum und der Spirale, also den Regionen mit hydraulisch rauen Wänden, resultiert. Bezogen auf den Gesamtverlust bei hydraulisch rauen Wänden  $P_{V,rau}$  beträgt der Anteil von  $P_{V,Spirale}$  etwa 50 %. Die Summe der Verluste in beiden Radseitenräumen entspricht 31 % von  $P_{V,rau}$ .

Neben diesen beiden Regionen sind die Verluste auch im Dichtspalt und im Laufrad erhöht, obgleich die Oberflächenrauheit dort unverändert hydraulisch glatt ist. Die Ursache hierfür wird in den Abschnitten 7.4 und 7.5 untersucht.

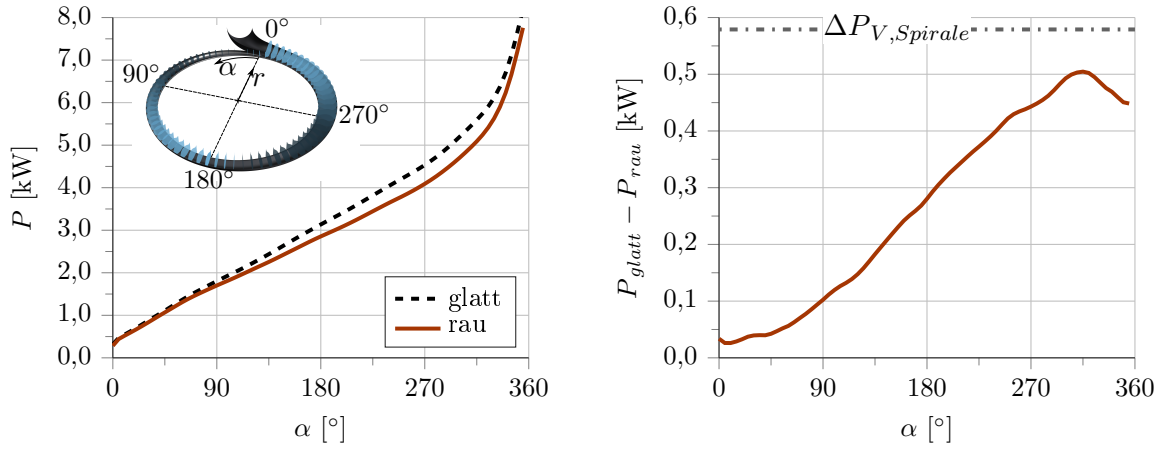
Der vorgestellte Rauheitseinfluss auf die hydraulischen Kenndaten bestätigt, dass diese bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl signifikant verändert werden. Die Höhe der beobachteten Veränderung ist in Übereinstimmung mit vergleichbaren Untersuchungen [z. B. Münch, 1999]. Die aus der Literatur bekannte Feststellung, dass der Rauheitseinfluss auf die Verluste in der Spirale am größten ist, trifft auf die Versuchspumpe ebenfalls zu.

## 7.3 Strömung im Spiralgehäuse

### 7.3.1 Verluste

Wie gezeigt, nehmen die Verluste im Spiralgehäuse infolge hydraulisch rauer Wände betragsmäßig am meisten zu. Der Rauheitseinfluss auf die Verluste in der Spirale soll anhand der des Energiestroms diskutiert werden. Das Massenstromintegral der spezifischen Förderarbeit  $Y$  über eine Kontrollfläche  $A$  liefert den Energiestrom, bzw. die Fluidleistung  $P$  an diesem Ort. Es gilt

$$P = \int Y d\dot{m} = \int Y \rho c_n dA = \int p_{tot} \cdot c_n dA . \quad (7.1)$$



(a) Fluidleistung in der Spirale und Bilanzebenen

(b) Verlustzunahme durch Rauheitseinfluss

Abb. 7.5: Rauheitseinfluss auf die Verluste in der Spirale bei  $\dot{V}^* = 1,26$ 

Der Verlauf der Fluidleistung  $P$  wird an mehreren Ebenen in der Spirale über dem Umfang ausgewertet und ist in Abbildung 7.5a für hydraulisch glatte und hydraulisch raue Wände gegenübergestellt. Wie zu erwarten steigt die übertragene Leistung mit dem Drehwinkel an, da auch der Massenstrom zunimmt. Die Änderung des Gradienten bei  $\alpha = 315^\circ$  ist auf die Kopplung der Spiral- mit der Radseitenraumströmung zurückzuführen. Ab  $\alpha > 315^\circ$  wird aus dem Radseitenraum Fluid in das Spiralgehäuse eingetragen und der durch die Kontrollflächen übertragene Massenstrom erhöht, siehe Abschnitt 7.3.2 & 7.3.3. Über dem gesamten Umfang ist  $P(\alpha)$  bei hydraulisch glatten Wänden höher als bei hydraulisch rauen Wänden.

Unter der Annahme, dass die Fluidleistung am Laufradaustritt gleich ist, beschreibt die Differenz  $P_{glatt} - P_{rau}$  den rauheitsbedingten Verlust. Aus Abbildung 7.5b geht hervor, dass der rauheitsbedingte Verlust zwischen  $\alpha = 0^\circ$  und  $315^\circ$  gleichmäßig ansteigt. Das Maximum wird bei  $\alpha = 315^\circ$  erreicht und beträgt an dieser Stelle 87% der gesamten Verlustzunahme  $\Delta P_V = P_{V,rau} - P_{V,glatt}$  in der Spirale (vgl. Abb. 7.4).

Nachfolgend wird gezeigt, dass die Strömungskopplung mit der Radseitenraumströmung zwischen  $\alpha = 90^\circ$  und  $315^\circ$  unabhängig von der Wandrauheit ist (siehe Abb. 7.9). Daher kann davon ausgegangen werden, dass ein Großteil der zusätzlich auftretenden Verluste unmittelbar auf erhöhte Reibungsverluste zurückzuführen sind.

Ab  $\alpha = 315^\circ$  sinkt die Differenz der Fluidleistung auf 77% von  $\Delta P_{V, Spirale}$  bei  $355^\circ$  ab. In diesem Abschnitt der Spirale wird bei hydraulisch rauen Wänden ein höherer Massenstrom aus den Radseitenräumen in die Spirale eingetragen, siehe Abschnitt 7.3.3. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass nicht die gesamte Verlustzunahme bei hydraulisch rauen Wänden durch erhöhte Reibungsverluste in der Spirale resultiert. Stattdessen treten im Spiraldiffusor bei rauen Wänden ebenfalls höhere Verluste auf, die in Abschnitt 7.3.2 behandelt werden.

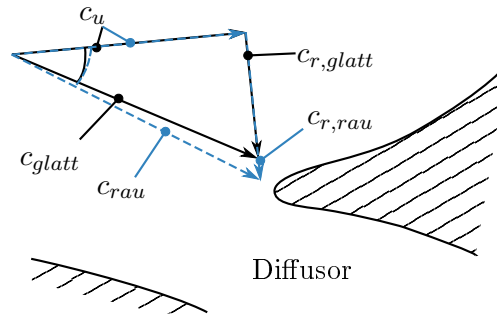


Abb. 7.6: Qualitativer Rauheitseinfluss auf Strömungswinkel und Anströmung der Spiralzunge

### 7.3.2 Strömungsfeld

Die Analyse des Strömungsfeldes erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird die Rauheitswirkung auf die Strömung in der Spirale untersucht. Hiernach wird der Rauheitseinfluss auf die Diffusorströmung diskutiert.

In Abschnitt 7.4 wird dargelegt, dass der Spaltvolumenstrom  $\dot{V}_{Sp}$  durch die Rauheitswirkung im vorderen Radseitenraum erhöht ist. Durch die Erhöhung des Spaltvolumenstroms steigt der vom Laufrad geförderte Volumenstrom  $\dot{V} + \dot{V}_{Sp}$  bei  $\dot{V}^* = 0,96$  um 4 % an. Dies bedeutet, dass die Meridiankomponente der Geschwindigkeit erhöht wird. Da  $c_u$  am Laufradaustritt in den Simulationen unverändert ist, nimmt der Absolutströmungswinkel leicht zu. Daraus folgt, dass sich die Anströmung der Spiralzunge in Abhängigkeit von der Wandrauheit im vorderen Radseitenraum unterscheidet: Bei hydraulisch rauen Wänden ist die Lage des Staupunkts an der Spiralzunge leicht in Richtung Laufrad verschoben, siehe Abbildung 7.6.

Die Druckverteilung am Spiraleintritt ist unmittelbar an die Umströmung der Spiralzunge und an die Wechselwirkung mit der Radseitenraumströmung gekoppelt. Zur Strömungsbeschreibung und Validierung der numerischen Ergebnisse werden die berechneten und gemessenen Druckverläufe am Spiraleingang in Abbildung 7.7 gezeigt. Die gemessenen und simulierten Verläufe stimmen auch bei hydraulisch rauen Wänden miteinander überein. Die Charakteristik der Druckverteilung entspricht weitgehend derjenigen bei hydraulisch glatten Wänden. Abweichungen können im Bereich um die Spiralzunge herum ausgemacht werden ( $\alpha = 0^\circ$ ). Dort ist die Amplitude der Druckänderung gegenüber hydraulisch glatten Wänden bei Teillast um 20 % reduziert, während sie bei Überlast um 30 % erhöht und beim Bestpunkt nahezu verdoppelt ist (vgl. mit Abb. 6.7). Diese Veränderung resultiert aus der oben angesprochenen Modifikation der Staupunktlage an der Spiralzunge: Bei Teillast ist der Stoß reduziert, während dieser bei Bestpunkt- und Überlastbetrieb vergrößert ist.

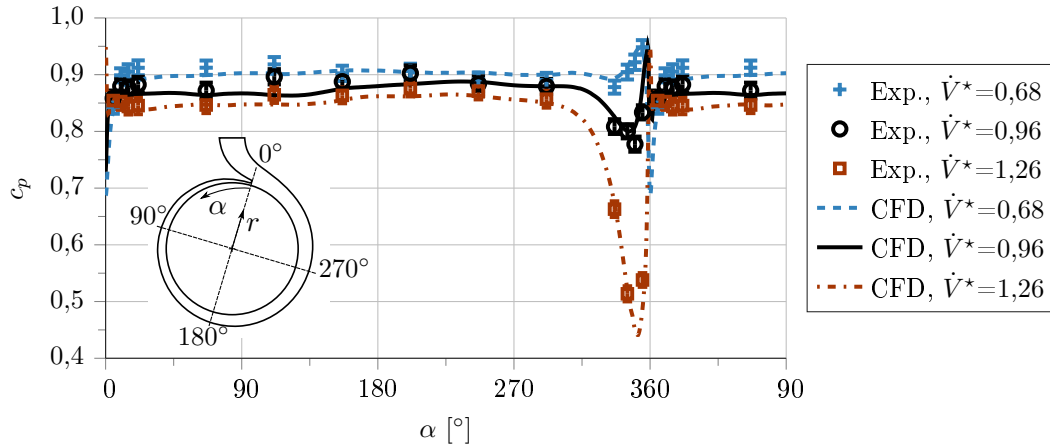


Abb. 7.7: Druckverteilung über den Spiralumfang bei hydraulisch rauen Wänden

Im Diffusorabschnitt der Spirale wird in Abschnitt 6.1.1 für hydraulisch glatte Wände anhand der turbulenten kinetischen Energie gezeigt, dass die Strömung im Überlastbetrieb ablöst. Nach [Keller u. a., 2014] tritt bei Ablösungen an der Spiralzunge in der freien Scherschicht neben einer hohen turbulenten kinetischen Energie auch eine hohe Wirbelstärke  $\omega_z$  auf, wobei

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (7.2)$$

gilt.

Die Verteilung der zeitlich gemittelten Wirbelstärke ist in Abbildung 7.8 zusammen mit der Verteilung der Absolutgeschwindigkeit dargestellt. Im oberen Bild ist erkennbar, dass sich, beginnend an der Spiralzunge, sowohl bei hydraulisch glatten als auch hydraulisch rauen Wänden ein Gebiet hoher Wirbelstärke ausbildet: In diesem Bereich ist die Strömung abgelöst. Obwohl die Veränderung der Staupunktlage eine Verschiebung der freien Scherschicht entgegen des Uhrzeigersinns erwarten lässt, ist das Gegenteil der Fall (vgl. Linien in Abb. 7.8a). Physikalisch kann dieser Effekt auf den erhöhten Querimpulsaustausch in Wandgrenzschichten zurückgeführt werden, der durch hydraulisch raue Wände hervorgerufen wird. Der erhöhte Querimpulsaustausch führt zu einer stromabwärtigen Verschiebung der Ablösestelle, siehe Detail in Abbildung 7.8a.

Der Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 7.8b ist zu entnehmen, dass sich das Rezirkulationsgebiet bei hydraulisch rauen Wänden weiter stromab ausdehnt. Zusammen mit den erhöhten Verlusten im Diffusor folgt, dass die Ablösung bei rauen Wänden größer ist. Inwiefern es sich hierbei tatsächlich um ein physikalisches Phänomen handelt oder ob die Modellierung der Strömungswiederanlegung ungenau ist, kann nicht abschließend beurteilt werden.

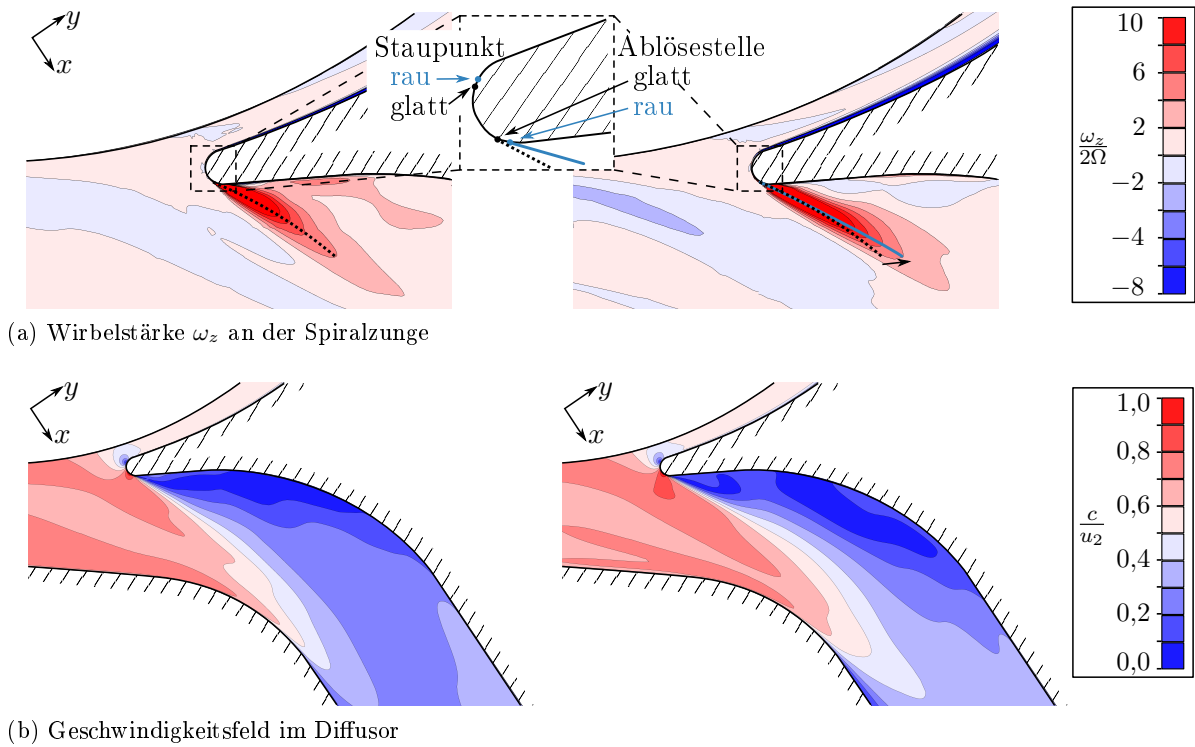


Abb. 7.8: Rauheitseinfluss auf das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in der Symmetrieebene des Spiralgehäuses bei  $\dot{V}^* = 1,26$ ; l.: glatt, r.: rau

### 7.3.3 Kopplung der Strömung

Wie in Abschnitt 6.1.2 beschrieben ist, erfolgt aufgrund der Sekundärströmung im Spiralgehäuse und der Druckdifferenz zwischen dem Laufradaus- und eintritt eine Strömungskopplung mit den angrenzenden Radseitenräumen und der Laufradströmung. Der Einfluss hydraulisch rauer Wände auf die Wechselwirkung der Strömung ist Inhalt dieses Abschnitts.

Die Volumenströme über die in Abbildung 6.5b gezeigten Bilanzebenen sind für hydraulisch raue Wände in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die eingeklammerten Werte geben ihre Veränderung gegenüber hydraulisch glatten Wänden in Prozentpunkten an.

Tab. 7.1: Charakterisierung der Strömungskopplung bei hydraulisch rauen Wänden

	$\dot{V}^* = 0,68$	$\dot{V}^* = 0,96$	$\dot{V}^* = 1,26$
Spaltvolumenstrom $\dot{V}_{Sp}$	24 % (+6)	17 % (+4)	13 % (+3)
$\dot{V}_{RSR,v}$	4 % (−6)	8 % (−1)	13 % (−1)
$\dot{V}_{RSR,h}$	7 % (−4)	11 % (±0)	19 % (±0)
$\dot{V}_{Spirale}$	161 % (−6)	135 % (+2)	117 % (−1)

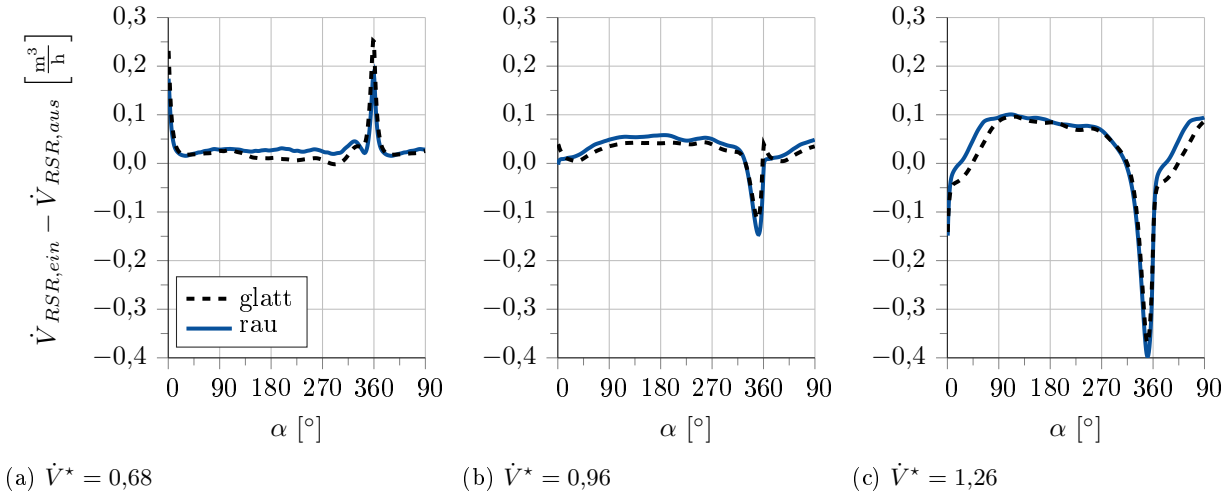


Abb. 7.9: Rauheitseinfluss auf betriebspunktabhängige Bilanz von ein- und austretendem Volumenstrom an BE RSR vorne

Bei hydraulisch rauen Wänden ist der Spaltvolumenstrom um den Faktor 1,32 erhöht. Die Ursache hierfür wird in Abschnitt 7.4 behandelt. Die Höhe des Fluidaustausches  $\dot{V}_{RSR}$ , also der Teil des Massenstroms, der in einen Radseitenraum erst ein- und dann wieder austritt, nimmt bei hydraulisch rauen Wänden im Teillastbetrieb ab. Dieser Effekt ist ein Resultat des veränderten Spaltvolumenstroms, denn die Anströmung der Spiralzunge erfolgt bei Teillast mit weniger Stoß. Infolgedessen wird an der Spiralzunge weniger Fluid in die Radseitenräume verdrängt. Aus der Darstellung der winkelabhängigen Bilanz von  $\dot{V}_{RSR,v}$  in Abbildung 7.9a kann dieser Vorgang ebenfalls an der geringeren Amplitude bei  $\alpha = 0^\circ$  abgelesen werden.

Die betriebspunktabhängige Änderung des über die Bilanzebene RSR vorne übertragenen Fluids ist in Abbildung 7.9 zusammengefasst. Die Verläufe weisen bei hydraulisch glatten und rauen Wänden eine vergleichbare Charakteristik auf, wobei aufgrund des höheren Spaltvolumenstroms und der veränderten Spiralzungenanströmung zwei Unterschiede ausgemacht werden können: Aufgrund des höheren Spaltvolumenstroms ist der in den Radseitenraum eingetragene Volumenstrom ( $\dot{V}_{RSR,v} > 0$ ) bei allen Betriebspunkten abschnittsweise erhöht. Dies betrifft bei  $\dot{V}^* < 1$  etwa den Bereich  $45^\circ < \alpha < 315^\circ$  und bei Überlast  $5^\circ < \alpha < 90^\circ$ . Weiterhin ändert sich die Richtung des Volumenstroms im direkten Umfeld der Spiralzunge aufgrund der modifizierten Staupunktlage betriebspunktabhängig. Bei  $\dot{V}^* = 0,68$  ist die Amplitude des übertragenen Volumenstroms bei  $\alpha = 0^\circ$  reduziert, während sie bei  $\dot{V}^* \geq 0,96$  an der Position  $\alpha = 350^\circ$  erhöht ist.

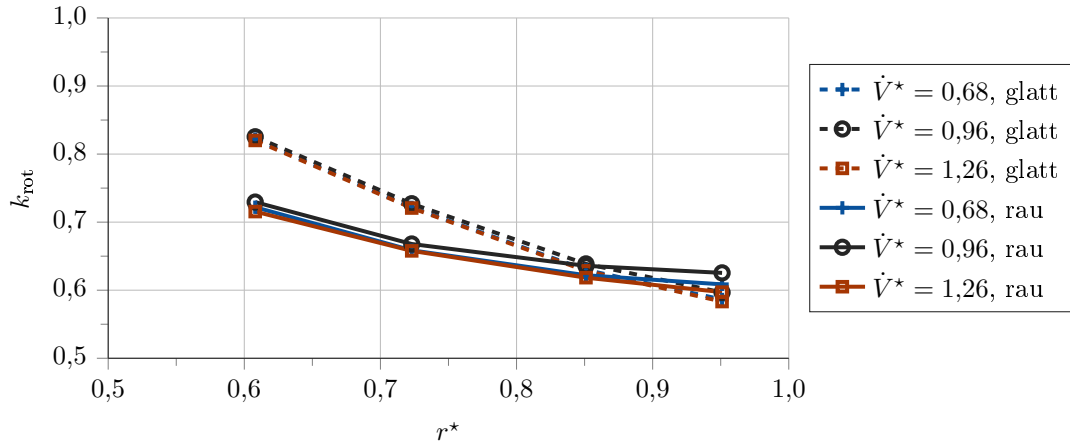


Abb. 7.10: Rauheitseinfluss auf den Rotationsfaktor der Kernströmung im vorderen Radseitenräumen, bestimmt aus gemessener, umfangsgemittelter Druckverteilung nach Gl. 2.25

## 7.4 Strömung im vorderen Radseitenraum

Aus der Strömung im vorderen Radseitenraum resultieren nach der Spiralgehäuseströmung die zweithöchsten Verluste in der Versuchspumpe. Die nachfolgende Vorstellung des Rauheitseinflusses auf die Strömung ist aus Gründen der Übersichtlichkeit auf den Betriebspunkt  $\dot{V}^* = 1,26$  beschränkt, wobei die Erkenntnisse auf die weiteren untersuchten Volumenströme übertragen werden können.

### 7.4.1 Umfangsgemittelte Strömung

Zunächst wird der Rauheitseinfluss auf die umfangsgemittelten Verläufe des Drucks und des Rotationsfaktors betrachtet. In den Simulationen mit hydraulisch rauen Wänden ist der über die Bilanzenebene BE RSR vorne eingebrachte Drehimpulsstrom

$$\frac{dL}{dt} = \int \rho c_{ax} \cdot c_u \cdot r \, dA \quad (7.3)$$

erhöht. Er beträgt bei hydraulisch glatten Wänden 5,2 J und bei hydraulisch rauen Wänden 6,5 J. Auch der in Abbildung 7.10 dargestellte Rotationsfaktor  $k_{rot}$  ist bei hydraulisch rauen Wänden in der Nähe des Laufradaustritts ( $r^* \approx 1$ ) erhöht.

Da die Rauheitswirkung auf der stillstehenden Gehäusewand größer als auf der rotierenden Laufradwand ist, wird die Umfangskomponente  $c_u$  verzögert und der Rotationsfaktor steigt zur Drehachse hin gegenüber hydraulisch glatten Wänden flacher an. Während  $k_{rot}$  bei der Extrapolation der Messdaten nach Gleichung 2.25 im gesamten Radseitenraum kleiner als Eins bleibt, ist  $c_u$  in der Simulation ab  $r^* \leq 0,49$  höher als die Drehgeschwindigkeit des Laufrades.



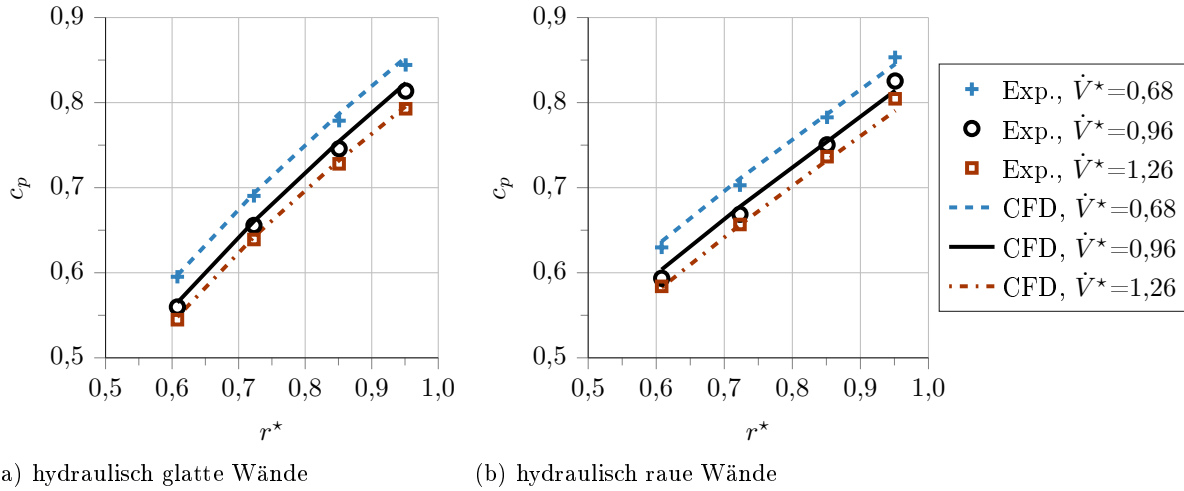


Abb. 7.11: Rauheitseinfluss auf die umfangsgemittelte Druckverteilung im vorderen Radseitenraum

Die Verzögerung der Umfangskomponente der Geschwindigkeit durch hydraulisch raue Wände nach radial innen hin spiegelt sich auch im Druckfeld wieder, siehe Abbildung 7.11. Der Druckabfall zwischen dem äußersten und innersten Messradius ist gegenüber hydraulisch glatten Wänden etwa um 10 % verringert. Dies führt dazu, dass die Druckdifferenz über den Dichtspalt und damit der Spaltvolumenstrom größer werden (vgl. Gl. 2.35). In der vorliegenden Untersuchung beträgt der Anstieg des Spaltvolumenstroms bei  $\dot{V}^* = 1,26$  gegenüber hydraulisch glatten Wänden 32 %.

Nach Gleichung 2.26 bewirkt ein erhöhter Spaltvolumenstrom einen größeren Druckabfall über den Radseitenraum und führt zu einem höheren Rotationsfaktor  $k_{\text{rot}}$ . Die separate Erhöhung des Spaltvolumenstroms und der Rauheitswirkung führen somit zu gegenläufigen Effekten. Aufgrund der präsentierten Ergebnisse kann geschlussfolgert werden, dass im vorliegenden Fall die Rauheitswirkung einen größeren Einfluss auf das Strömungsfeld hat als der erhöhte Spaltvolumenstrom. Dies zeigt in Übereinstimmung mit den Ausführungen in [Kurokawa u. a., 1978], dass eine größere Rauheitswirkung auf der Gehäuse- als auf der Laufradseite zum Absinken des Druckgradienten und der Kernrotation führt.

#### 7.4.2 Strömung in Umfangsrichtung und Druckverteilung

Der Rauheitseinfluss auf die Umfangskomponente der Geschwindigkeit ist in Abbildung 7.12 beispielhaft für eine Messposition dargestellt. Wie in Abschnitt 7.4.1 dargelegt ist, fällt  $c_u$  durch die Rauheitswirkung geringer aus. An der Messposition unterscheiden sich die berechneten Werte auf halber Radseitenraumbreite ( $x_{RSR}^* = 0,5$ ) um knapp 15 %. Außerdem ist in Abbildung 7.12 zu sehen, dass die Dicke der Wandgrenzschicht an beiden Wänden gegenüber hydraulisch glat-

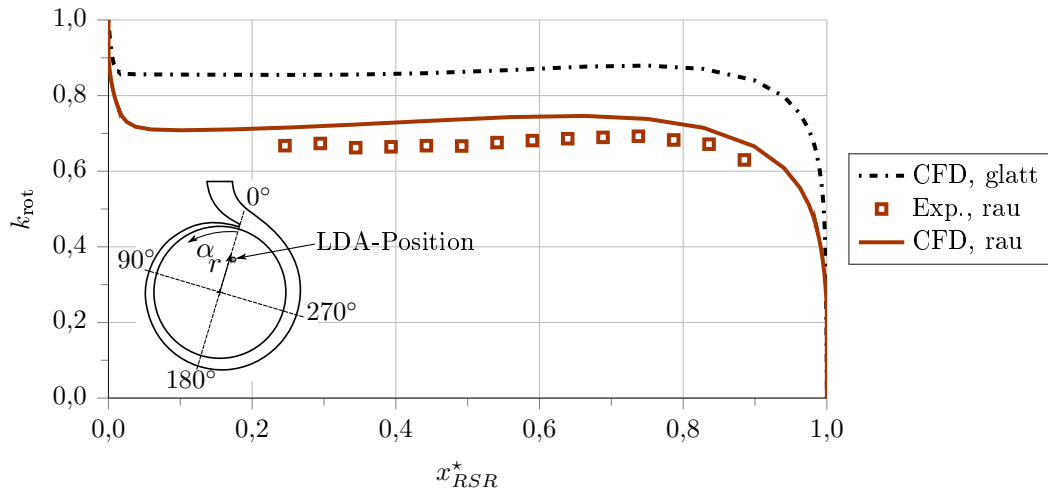


Abb. 7.12: Rauheitseinfluss auf die normierten Umfangskomponente  $c_u$  bei  $\dot{V}^* = 1,26$ ; Messposition:  $\alpha = 355^\circ$ ,  $r^* = 0,61$

ten Wänden erhöht ist. Dabei ist die Erhöhung auf der Gehäuseseite ( $x_{RSR}^* = 1$ ) als Folge der größeren Rauheitswirkung merklich größer als auf der Laufradseite.

Unabhängig von der Wandrauheit weist der Verlauf auf der Gehäuseseite eine Überhöhung von  $c_u$  auf und ist fernab der Wände konstant. Dieser Umstand bestätigt die Townsend-Hypothese, dass die Rauheitswirkung auf die Wandgrenzschicht beschränkt ist [Townsend, 1976]. In der Simulation ist die mittlere Umfangskomponente an der untersuchten Position knapp 9 % höher als in der Messung.

Die Strömung in Umfangsrichtung prägt die Druckverteilung auf der Gehäusewand und kann anhand dieser charakterisiert werden. In Abbildung 7.13 ist die Druckverteilung für hydraulisch glatte und raue Wände dargestellt. Der Vergleich der beiden Konfigurationen zeigt, dass die Charakteristik auch bei hydraulisch rauen Wänden im Wesentlichen erhalten bleibt. Die Strömung im Radseitenraum wird damit ebenso von der Kopplung mit der Spiralströmung beeinflusst.

### 7.4.3 Strömung in Radialrichtung

Die Charakteristik der  $c_r$ -Verteilung im Radseitenraum ist sowohl durch die Wechselwirkung mit der Spiralgehäuseströmung als auch durch die direkte Rauheitswirkung geprägt. In Abbildung 7.14 ist die Verteilung der Radialkomponente auf Ebenen konstanter Winkelposition für hydraulisch glatte und hydraulisch raue Wände gegenübergestellt.

Wie gezeigt, sind die Grenzschichtdicken auf beiden Seiten des Radseitenraums aufgrund der Rauheitswirkung erhöht. Das führt zu einem Absinken des Anteils der Radseitenraumströmung mit  $\left| \frac{c_r}{u_2} \right| < 1\%$  auf 20 %.

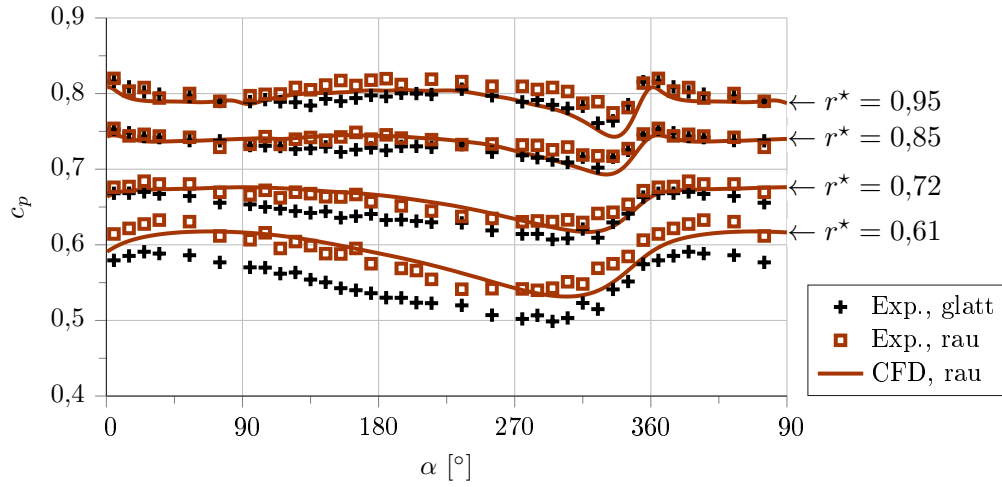


Abb. 7.13: Rauheitseinfluss auf die Druckverteilung auf der Gehäusewand ( $x_{RSR}^* = 1$ ) im vorderen Radseitenraum bei  $\dot{V}^* = 1,26$

Anhand der vergrößerten Bereiche mit negativer  $c_r$ -Komponente in Abbildung 7.14 ist zu erkennen, dass bei hydraulisch rauen Wänden durch den erhöhten Spaltvolumenstrom insbesondere der radial nach innen durchströmte Bereich zunimmt. Dabei ist die Verteilung von  $c_r < 0$  auf der Gehäuseseite gleichförmiger ausgeprägt und in etwa der Hälfte des Radseitenraums gilt  $\left| \frac{c_r < 0}{u_2} \right| > 1\%$ .

Auch die Strömung mit positiver Radialkomponente erstreckt sich bei hydraulisch rauen Wänden auf der Laufradseite ( $x_{RSR}^* = 0$ ) über den gesamten Umfang weiter zur Drehachse hin. Ursache

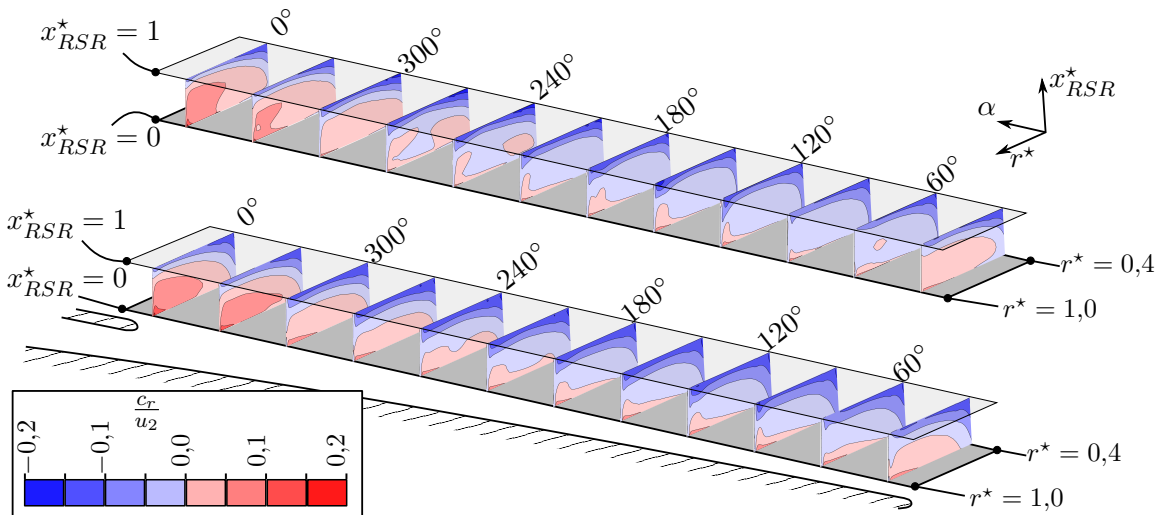


Abb. 7.14: Rauheitseinfluss auf die normierte  $c_r$ -Verteilung auf abgewinkelten Ebenen konstanter Winkelposition bei  $\dot{V}^* = 1,26$ ; oben: glatt, unten: rau

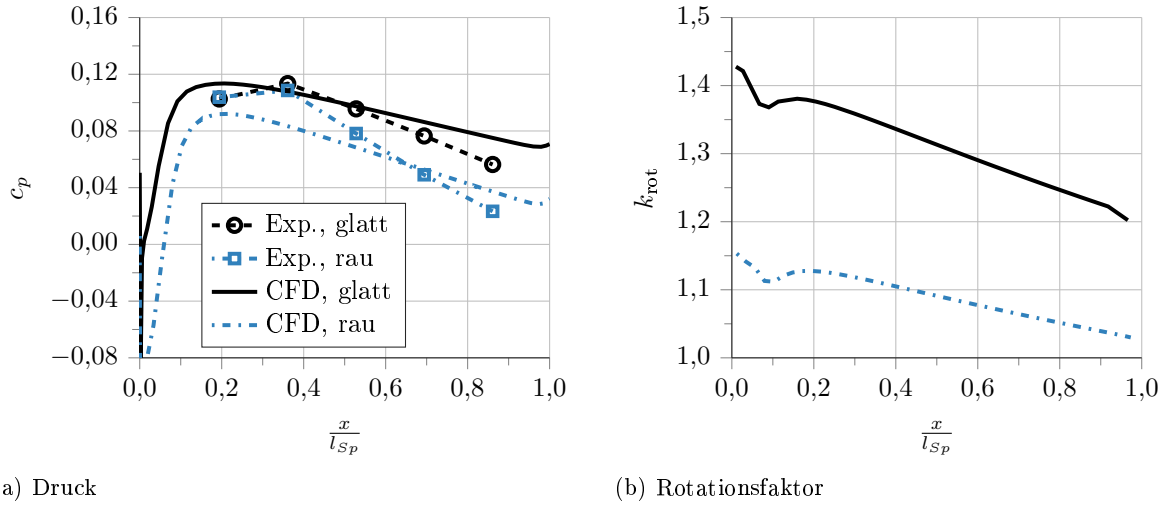


Abb. 7.15: Vergleich der umfangsgemittelten Strömungsgrößen im Dichtspalt bei glatten und rauhen Wänden;  $\dot{V}^* = 0,96$

hierfür ist, dass die Zentrifugalkraft durch den niedrigeren Druckgradienten bei hydraulisch rauhen Wänden in einem größeren Bereich höher als die zentripetal wirkende Druckkraft ist.

Die Auswirkung der Wechselwirkung mit der Spiralgehäuseströmung ist im Verlauf der Radialkomponente bei rauhen Wänden ebenfalls zu erkennen (siehe Abb. 7.14). Analog zur Konfiguration mit hydraulisch glatten Wänden wächst zwischen  $210^\circ < \alpha < 360^\circ$  der radial nach außen durchströmte Bereich der Radseitenraumströmung in Laufraddrehrichtung an. In diesem Bereich wird die Radseitenraumströmung zur Spiralzunge hin bei  $\alpha = 0^\circ$  abgelenkt und schließlich aus dem Radseitenraum in das Spiralgehäuse eingebracht.

## 7.5 Strömung im Dichtspalt

Aufgrund des erhöhten Spaltvolumenstroms ist die axiale Reynolds-Zahl der Dichtspaltströmung erhöht. Gleichzeitig ist die Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Dichtspalteingang – und damit auch der Eintrittsdrall – bei der Pumpenkonfiguration mit hydraulisch rauhen Wänden reduziert. Diese beiden Effekte verändern die Strömung und die auftretenden Verluste im Dichtspalt.

In Abbildung 7.15 sind die umfangsgemittelten Verläufe des Wanddrucks und des Rotationsfaktors bei  $\dot{V}^* = 0,96$  gezeigt, wobei die Ergebnisse auf die anderen untersuchten Betriebspunkte übertragen werden können. Dem Druckverlauf ist zu entnehmen, dass der Druckgradient im Dichtspalt bei der Konfiguration mit hydraulisch rauhen Wänden größer ist. Dies ist in Übereinstimmung mit der Literatur, denn der Druckverlust über den Dichtspalt nimmt mit dem Quadrat von  $c_{ax} = \frac{\dot{V}_{Sp}}{A_{Sp}}$  zu (vgl. Gl. 2.35 & 2.37). In Abbildung 7.15b ist zu sehen, dass der Eintrittsdrall

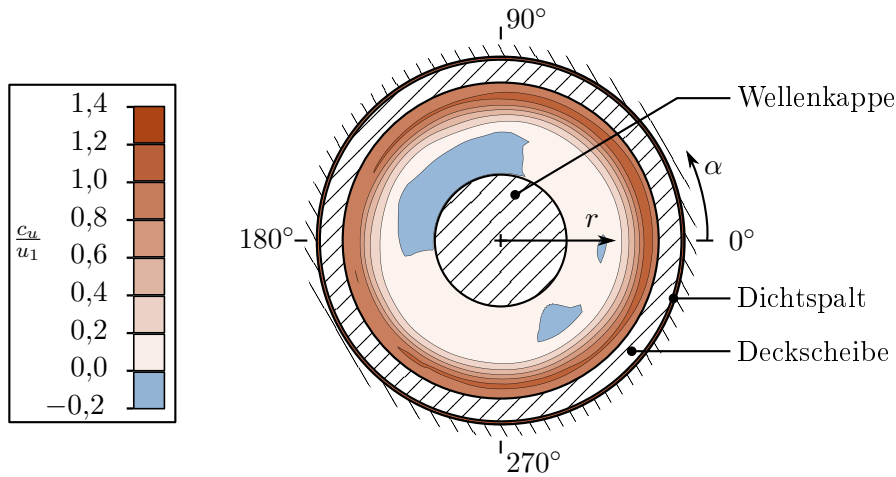


Abb. 7.16: Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Saugmund bei rauen Wänden;  $\dot{V}^* = 0,96$

bei hydraulisch rauen Wänden auf  $k_{\text{rot}} = 1,15$  verringert ist. Der Geschwindigkeitsabfall ist entlang der Dichtspaltlänge flacher und am Dichtspaltausgang ist  $k_{\text{rot}}$  um 15 % geringer als bei der Konfiguration mit vollständig hydraulisch glatten Wänden. Unabhängig von der Oberflächenrauheit ist  $k_{\text{rot}}$  stets größer als Eins und das Laufrad wird im Dichtspalt durch das Fluid angetrieben.

Neben dem Druck- und Geschwindigkeitsverlauf wirkt sich der erhöhte Spaltvolumenstrom auch auf die Strömung am Dichtspalteingang ( $\frac{x}{l_{\text{Sp}}} = 0$ ) aus. In Abschnitt 6.3 ist dargelegt, dass die Strömung dort auf der Gehäusesseite ablöst. Dieses Phänomen tritt bei hydraulisch rauen Wänden ebenfalls auf, allerdings ist die Länge des Rezirkulationsgebietes in der Simulation um 20 % erhöht.

Durch die Dichtspaltströmung wird auch bei hydraulisch rauen Wänden ein Gleichdrall in den Saugmund eingebracht. Dabei steigt der drallbehaftete Anteil der durchströmten Fläche infolge des erhöhten Spaltvolumenstroms auf 55 % an, siehe Abbildung 7.16. Obwohl  $k_{\text{rot}}$  bei hydraulisch rauen Wänden geringer ist, resultiert aus dem höheren Spaltvolumenstrom eine Zunahme des in den Saugmund eingebrachten Drehimpulsstroms  $\frac{dL}{dt}$  von 1,41 J bei hydraulisch glatten Wänden um 40 % auf 1,97 J bei hydraulisch rauen Wänden.

Bei dem untersuchten Überlastpunkt beläuft sich die Umfangskomponente unmittelbar vor der Schaufeleintrittskante bei hydraulisch glatten Wänden im Mittel auf  $c_{u,0} = 1,78 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und bei hydraulisch rauen Wänden auf  $c_{u,0} = 1,80 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die Abweichung ist demnach so klein, dass der Vordrall in beiden Konfigurationen als unverändert angenommen werden kann.

## 7.6 Fazit

Der Einfluss hydraulisch rauer Wände wird bei der Strömungssimulation von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl in der Literatur häufig vernachlässigt. In dieser Arbeit wird der Rauheitseinfluss auf die Verluste und die Pumpenströmung anhand einer realistischen Rauheitsreplik experimentell und numerisch untersucht. Aus der Untersuchung geht hervor, dass in den verlustreichen Regionen vorwiegend das hydraulisch übergangsraue Regime vorliegt. Durch die Rauheitswirkung werden die Verluste in der Pumpe maßgeblich erhöht und deren hydraulische Kennwerte verändert. Mit der vorgestellten Methode zur Strömungssimulation ist es möglich, diese Effekte numerisch abzubilden.

## 8 Zusammenfassung und offene Forschungsfragen

Pumpen kommen in hoher Stückzahl und in zahlreichen Anwendungsgebieten zum Einsatz. Zur Auslegung und zur Verbesserung des Betriebsverhaltens werden heutzutage vermehrt Strömungssimulationen eingesetzt. Im Gegensatz zu potentialtheoretischen Methoden erlaubt dieses Verfahren einen detaillierten Einblick in die Strömung und deren zielgerichtete Optimierung.

Während Strömungssimulationen bereits erfolgreich für eine Vielzahl von Pumpen mit einer spezifischen Drehzahl  $n_q > 15 \frac{1}{\text{min}}$  eingesetzt werden, liefern sie mit dem üblichen Vorgehen für Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl ( $8 \frac{1}{\text{min}} \leq n_q \leq 15 \frac{1}{\text{min}}$ ) signifikant fehlerhafte Vorhersagen der hydraulischen Kenndaten. Die Gründe für die Abweichungen waren aufgrund der Komplexität der strömungsmechanischen Vorgänge und der damit verbundenen hohen Anzahl möglicher Fehlerursachen bislang unbekannt.

In der vorliegenden Arbeit werden als wesentliche Gründe für die unbefriedigenden Vorhersagen die fehlerhafte numerische Modellierung von Wandgrenzschichten mit dem logarithmischen Wandgesetz und die Vernachlässigung der Wirkung hydraulisch rauher Wände identifiziert. Es wird ein Verfahren zur Bestimmung des lokalen Modellierungsfehlers des logarithmischen Wandgesetzes entwickelt. Dieses erlaubt die zielgerichtete lokale Anpassung der Wandgrenzschichtmodellierung.

Darauf aufbauend wird eine Methodik zur Simulation von Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl unter Berücksichtigung der Rauheitswirkung und anderen dominanten Verlusten erarbeitet. Diese wird beispielhaft an der Strömung einer Versuchspumpe mit hydraulisch glatten und hydraulisch rauhen Wänden bei mehreren Betriebspunkten erprobt.

Die Simulationsergebnisse werden durch umfangreiche Messdaten validiert und die Eignung der vorgestellten Methode wird bestätigt. Neben der Erfassung der hydraulischen Kenndaten, räumlich hoch aufgelösten Druckmessungen und Geschwindigkeitsmessungen wird in dieser Arbeit erstmals eine direkte Methode zur experimentellen Bestimmung der Wandschubspannung erfolgreich in einer Pumpe umgesetzt. Die direkte Wandschubspannungsmessung erlaubt die Charakterisierung der Grenzschichtströmung und eine Validierung der numerischen Modellierung.

Basierend auf den validierten Ergebnissen der Strömungssimulationen und den Messdaten werden das Strömungsfeld der Versuchspumpe analysiert und die wesentlichen Phänomene und Verlustquellen in den relevanten Regionen herausgearbeitet. Dabei wird gezeigt, dass die Strömung

zwischen den einzelnen Bereichen der Pumpe bei allen Betriebspunkten miteinander gekoppelt ist. Die Umströmung der Spiralzunge beeinflusst den Fluidaustausch mit den angrenzenden Regionen und ruft eine asymmetrische Strömungsverteilung hervor. Die Vernachlässigung der Wechselwirkung in Modellen oder Simulationen ist demzufolge fehlerbehaftet.

Die Untersuchung des Rauheitseinflusses ergibt, dass die Wände in Serienpumpen mit niedriger spezifischer Drehzahl vorwiegend ein hydraulisch übergangsraues Regime verursachen, wobei lokal auch Gebiete mit hydraulisch glattem beziehungsweise vollrauem Regime auftreten. Das Strömungsfeld ist auch bei hydraulisch rauen Wänden durch die Kopplung der Strömung geprägt. Im vorliegenden Fall bewirkt die Oberflächenrauheit einen Anstieg des Spaltvolumenstroms und eine erhebliche Zunahme der Strömungsverluste. Daraus folgt, dass die Berücksichtigung von Rauheitseffekten bei der numerischen Bestimmung der hydraulischen Kenndaten dieses Pumpentyps zwingend erforderlich ist.

Mit dieser Arbeit ist die Grundlage geschaffen, um realitätsnahe Strömungssimulationen von Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl durchzuführen. Dadurch kann der kostspielige und zeitaufwändige Einsatz von Prototypen bei der Entwicklung dieser Pumpenbauart verringert werden. Gleichzeitig ist anhand der numerischen Ergebnisse eine gezielte Analyse und Verbesserung der Pumpenströmung im Hinblick auf das Betriebsverhalten, den Wirkungsgrad oder beispielsweise die Schallemission möglich. Die Verbesserung des Wirkungsgrades würde zur Energieeinsparung beitragen und helfen, die immer strengerem gesetzlichen Vorgaben wie die ErP-Richtlinie zu erfüllen. Dies gewinnt zunehmend an Bedeutung, da der Trend, Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl in immer mehr Anwendungen einzusetzen, ansteigt.

Aus der Bearbeitung des Forschungsthemas ergeben sich in Bezug auf die Berücksichtigung von Rauheitseffekten zwei offene Forschungsfragen. Dies betrifft zum einen die Bestimmung der äquivalenten Sandrauheit einer Oberfläche und zum anderen die Modellierung des übergangsrauen Regimes, das bei Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl vorherrschend auftreten kann.

Zur Bestimmung der äquivalenten Sandrauheit stehen empirische und experimentelle Methoden zur Verfügung. Dabei weisen die aktuellen empirischen Verfahren eine starke Unsicherheit auf und die verfügbaren experimentellen Methoden sind sehr aufwändig. Für die Modellierung des übergangsrauen Regimes einer Oberfläche liegen nur vereinzelt funktionale Zusammenhänge vor und es wird auf Näherungslösungen zurückgegriffen. Hierbei ist mit dem Auftreten von Modellierungsfehlern zu rechnen. Dies führt dazu, dass die äquivalente Sandrauheit zur Abbildung von Rauheitseffekten mit der Trial-and-Error-Methode häufig so abgeschätzt wird, dass die im Experiment beobachtete Veränderung in der Simulation abgebildet wird. Ein solches Vorgehen ist jedoch unbefriedigend.

Im Hinblick auf die Validität und Genauigkeit von Strömungssimulation ist eine vereinfachte Methode zur Bestimmung der äquivalenten Sandrauheit wünschenswert. Zwei mögliche Ansätze



versprechen hier Erfolg: Einerseits können zwischen der vermessenen Oberflächentopographie und der äquivalenten Sandrauheit Korrelationen hergestellt werden [vgl. Flack u. Schultz, 2010] und andererseits ist die Charakterisierung einer rauen Oberfläche durch Strömungssimulationen mit geometrischer Abbildung der Rauheit denkbar [vgl. Yuan u. Piomelli, 2014].

Zur Verringerung von Modellierungsfehlern im Übergangsrauen Regime erscheint eine oberflächenspezifische Modellierung von Rauheitseffekten durch angepasste Rauheitsfunktionen sinnvoll. Hierfür besitzen numerische Verfahren, die auch zur Bestimmung der Sandrauheit eingesetzt werden können, ein großes Potenzial.



# Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Kay Juckelandt

Berlin, den 29.06.2016

## Literaturverzeichnis

- [Allen 1977] ALLEN, Jerry M.: Experimental Study of Error Sources in Skin-Friction Balance Measurements. In: *Journal of Fluids Engineering* 99 (1977), Nr. 1, S. 197. – DOI 10.1115/1.3448523. – ISSN 00982202
- [Altmann 1982] ALTMANN, Dieter: *Komplexe Berechnung der Axialkraft, der Spalt- und Radreibungsverluste von ein- und mehrstufigen radialen Kreispumpen*. Magdeburg, TH Otto von Guericke Magdeburg, Dissertation, 1982
- [Andereck u. a. 1986] ANDERECK, C. D. ; LIU, S. S. ; SWINNEY, Harry L.: Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. In: *Journal of Fluid Mechanics* 164 (1986), Nr. -1, S. 155. – DOI 10.1017/S0022112086002513. – ISSN 0022-1120
- [Apsley 2007] APSLEY, David: CFD Calculation of Turbulent Flow with Arbitrary Wall Roughness. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 78 (2007), Nr. 2, S. 153–175. – DOI 10.1007/s10494-006-9059-x. – ISSN 1386-6184
- [Aupoix 2015] AUPOIX, B.: Roughness Corrections for the  $k$ - $\omega$  Shear Stress Transport Model: Status and Proposals. In: *Journal of Fluids Engineering* 137 (2015), Nr. 2, S. 21202. – DOI 10.1115/1.4028122
- [Bahm 2000] BAHM, Falk U.: *Das Axialschubverhalten von einstufigen Kreispumpen mit Spiralgehäuse*. Hannover, University of Hannover, Dissertation, 2000
- [Barrio u. a. 2010] BARRIO, Raúl ; PARRONDO, Jorge ; BLANCO, Eduardo: Numerical analysis of the unsteady flow in the near-tongue region in a volute-type centrifugal pump for different operating points. In: *Computers & Fluids* 39 (2010), Nr. 5, S. 859–870. – DOI 10.1016/j.compfluid.2010.01.001. – ISSN 00457930
- [Benigni u. a. 2012] BENIGNI, Helmut ; JABERG, Helmut ; YEUNG, Hoi ; SALISBURY, Tony ; BERRY, Owen ; COLLINS, Tim: Numerical Simulation of Low Specific Speed American Petroleum Institute Pumps in Part-Load operation and Comparison With Test Rig Results. In: *Journal of Fluids Engineering* 134 (2012), Nr. 024501. – DOI 10.1115/1.4005769
- [Berca 2007] BERCA, Elena-Lavinia: *Instrumentation development for wall shear-stress applications in 3D complex flows*. Lousanne, EPFL, Diss., 2007
- [Binder u. Knapp 1936] BINDER, R. C. ; KNAPP, R. T.: Experimental Determinations of the Flow Characteristics in the Volute of Centrifugal Pumps. In: *Transactions of the ASME* 58 (1936), S. 649–661
- [Bons u. a. 2008] BONS, Jeffrey P. ; MCCLAIN, Stephen T. ; WANG, Z. J. ; CHI, X. ; SHIH, Tom I.: A Comparison of Approximate Versus Exact Geometrical Representations of Roughness for

- CFD Calculations of  $c_f$  and  $St$ . In: *Journal of Turbomachinery* 130 (2008), Nr. 2. – DOI 10.1115/1.2752190. – ISSN 0889–504X
- [Brownell u. Flack 1984] BROWNELL, R. B. ; FLACK, R. D.: Flow Characteristics in the Volute and Tongue Region of a Centrifugal Pump. In: ASME (Hrsg.): *ASME 1984 International Gas Turbine Conference and Exhibition*, 1984, S. 1–8
- [Brücker u. a. 2005] BRÜCKER, Ch ; SPATZ, J. ; SCHRÖDER, Wolfgang: Feasability study of wall shear stress imaging using microstructured surfaces with flexible micropillars. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), Nr. 2, S. 464–474. – DOI 10.1007/s00348-005-1003-7. – ISSN 0723–4864
- [Cebeci u. Bradshaw 1977] CEBECI, Tuncer ; BRADSHAW, Peter: *Momentum transfer in boundary layers*. Washington : Hemisphere Pub. Corp., 1977. – ISBN 0070103003
- [Celik u. a. 2008] CELIK, Ismail B. ; GHIA, Urmila ; ROACHE, Patrick J. ; FREITAS, Christopher J. ; COLEMAN, Hugh W. ; RAAD, Peter E.: Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. In: *Journal of Fluids Engineering* 130 (2008), Nr. 7, S. 78001. – DOI 10.1115/1.2960953
- [Colebrook 1939] COLEBROOK, Cyril F.: Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. In: *Journal of the ICE* 11 (1939), Nr. 4, S. 133–156. – DOI 10.1680/ijoti.1939.13150. – ISSN 0368–2455
- [Coleman u. Steele 2009] COLEMAN, Hugh W. ; STEELE, W. G.: *Experimentation, validation, and uncertainty analysis for engineers*. 3. Hoboken and N.J : John Wiley & Sons, 2009. – ISBN 978-0470168882
- [Daily u. Nece 1960] DAILY, J. W. ; NECE, R. E.: Chamber Dimension Effects on Induced Flow and Frictional Resistance of Enclosed Rotating Disks. In: *Journal of Basic Engineering* 82 (1960), Nr. 1, S. 217. – DOI 10.1115/1.3662532. – ISSN 00219223
- [Denton 1993] DENTON, J. D.: The 1993 IGTI Scholar Lecture: Loss Mechanisms in Turbomachines. In: *Journal of Turbomachinery* 115 (1993), Nr. 4, S. 621. – DOI 10.1115/1.2929299. – ISSN 0889–504X
- [DIN 1319 1995] DIN 1319: *Grundlagen der Meßtechnik*. 1. 1995
- [DIN EN ISO 9906 2002] DIN EN ISO 9906: *Kreiselpumpen - Hydraulische Abnahmeprüfung Klassen 1 und 2*. Rev. 08. 2002
- [Eça u. Hoekstra 2011] EÇA, Luis R. C. ; HOEKSTRA, Martin: Numerical aspects of including wall roughness effects in the SST  $k$ - $\omega$  eddy-viscosity turbulence model. In: *Computer & Fluids* 40 (2011), Nr. 1, S. 299–314. – DOI 10.1016/j.compfluid.2010.09.035
- [El-Beherly u. Hamed 2009] EL-BEHERY, Samy M. ; HAMED, Mofreh H.: A Comparative Study of Turbulence Models Performance for Turbulent Flow in a Planar Asymmetric Diffuser. In: *World Academy of Science, Engineering and Technology* 53 (2009), S. 769–780
- [Elholm u. a. 1992] ELHOLM, T. ; AYDER, E. ; VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R.: Experimental Study of the Swirling Flow in the Volute of a Centrifugal Pump. In: *Journal of Turbomachinery* 114 (1992), Nr. 2, S. 366. – DOI 10.1115/1.2929153. – ISSN 0889–504X

- [Feng u. a. 2010] FENG, Jianjun ; BENRA, Friedrich-Karl ; DOHMEN, Hans J.: Application of Different Turbulence Models in Unsteady Flow Simulations of a Radial Diffuser Pump. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 74 (2010), Nr. 3, S. 123–133. – DOI 10.1007/s10010-010-0121-4. – ISSN 0015-7899
- [Ferziger u. Peric 2008] FERZIGER, Joel H. ; PERIC, Milovan: *Numerische Strömungsmechanik*. 1. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 2008. – ISBN 978-3-540-67586-0
- [Fiala u. Kügeler 2011] FIALA, Andreas ; KÜGELER, Edmund: Roughness Modeling for Turbomachinery. In: ASME (Hrsg.): *ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*, 2011, S. 595–607
- [Flack u. Schultz 2010] FLACK, Karen A. ; SCHULTZ, Michael P.: Review of Hydraulic Roughness Scales in the Fully Rough Regime. In: *Journal of Fluids Engineering* 132 (2010), Nr. 4, S. 41203. – DOI 10.1115/1.4001492
- [Flack u. a. 2005] FLACK, Karen A. ; SCHULTZ, Michael P. ; SHAPIRO, Thomas A.: Experimental support for Townsend's Reynolds number similarity hypothesis on rough walls. In: *Physics of Fluids* 17 (2005), Nr. 3. – DOI 10.1063/1.1843135. – ISSN 10706631
- [Gugau 2004] GUGAU, Marc: *Ein Beitrag zur Validierung der numerischen Berechnung von Kreiselpumpen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 2004
- [Gülich 2003a] GÜLICH, Johann F.: Disk friction losses of closed turbomachine impellers. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 68 (2003), Nr. 2, S. 87–95. – DOI 10.1007/s10010-003-0111-x. – ISSN 0015-7899
- [Gülich 2003b] GÜLICH, Johann F.: Effect of Reynolds Number and Surface Roughness on the Efficiency of Centrifugal Pumps. In: *Journal of Fluids Engineering* 125 (2003), Nr. 4, S. 670–679. – DOI 10.1115/1.1593711
- [Gülich 2014] GÜLICH, Johann F.: *Kreiselpumpen: Handbuch für Entwicklung, Anlagenplanung und Betrieb*. 4., aktualisierte und erw. Aufl. Berlin : Springer Vieweg, 2014. – ISBN 978-3-642-40032-2
- [Hambrecht 1998] HAMBRECHT, Jürgen: *Experimentelle Analyse von Sekundärströmungsstrukturen und deren Auswirkung auf die Energieumsetzung in Kreiselpumpenlaufrädern*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 1998
- [Herwig u. a. 2005] HERWIG, Heinz ; HÖLLING, M. ; EISFELD, T.: Sind Sekundärströmungen noch zeitgemäß? In: *Forschung im Ingenieurwesen* 69 (2005), Nr. 2, S. 115–119. – DOI 10.1007/s10010-004-0146-7. – ISSN 0015-7899
- [Iaccarino 2001] IACCARINO, Gianluca: Predictions of a Turbulent separated flow using cfd codes. In: *Journal of Fluids Engineering* 123 (2001), Nr. 4, S. 819–828. – DOI 10.1115/1.1400749
- [Jiménez 2004] JIMÉNEZ, Javier: Turbulent flow over rough walls. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 36 (2004), Nr. 1, S. 173–196. – DOI 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103. – ISSN 0066-4189

- [Juckelandt u. a. 2015] JUCKELANDT, Kay ; BLEECK, Stefan ; WURM, Frank-Hendrik: Analysis of Losses in Centrifugal Pumps with Low Specific Speed with Smooth and Rough Walls. In: MARTELLI, Francesco (Hrsg.) ; DÍAZ, Raúl V. (Hrsg.): *Proceedings of the 11th European Conference on Turbomachinery*, 2015, S. 1–10
- [Juckelandt u. Wurm 2013] JUCKELANDT, Kay ; WURM, Frank-Hendrik: *Modellierung und Simulation der Strömung in Pumpen kleiner spezifischer Drehzahl: Final Report for VDMA & FFP*. 2013
- [Juckelandt u. Wurm 2015] JUCKELANDT, Kay ; WURM, Frank-Hendrik: Applicability of Wall-Function Approach in Simulations of Turbomachines. In: ASME (Hrsg.): *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2015*. New York, N.Y. : ASME, 2015, S. V02BT39A001
- [Juckelandt u. Wurm 2016] JUCKELANDT, Kay ; WURM, Frank-Hendrik: Experimental and Numerical Flow Analysis of a Low Specific Speed Pump. In: VDMA (Hrsg.): *Proceedings of International Rotating Equipment Conference*, 2016
- [Kelder u. a. 2001] KELDER, J. D. H. ; DIJKERS, R. J. H. ; VAN ESCH, B P M ; KRUYT, N. P.: Experimental and theoretical study of the flow in the volute of a low specific-speed pump. In: *Fluid Dynamics Research* 28 (2001), Nr. 4, S. 267–280. – DOI 10.1016/S0169–5983(00)00032–0. – ISSN 0169–5983
- [Keller u. a. 2014] KELLER, Jens ; BLANCO, Eduardo ; BARRIO, Raúl ; PARRONDO, Jorge: PIV measurements of the unsteady flow structures in a volute centrifugal pump at a high flow rate. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 10. – DOI 10.1007/s00348–014–1820–7. – ISSN 0723–4864
- [Kim u. a. 1987] KIM, John ; MOIN, Parviz ; MOSER, Robert D.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. In: *Journal of Fluid Mechanics* 177 (1987), S. 133–466. – ISSN 0022–1120
- [Kipp 2011] KIPP, Heiko: *Beitrag zur virtuellen Abreinigungsbeurteilung hygienegerechter, mehrstufiger Kreiselpumpen mittels der RANS-Turbulenzmethode*. Aachen : Shaker, 2011. – ISBN 978–3–8322–9875–3
- [Knopp u. a. 2009] KNOPP, Tobias ; EISFELD, Bernhard ; CALVO, Javier B.: A new extension for k–turbulence models to account for wall roughness. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), Nr. 1, S. 54–65. – DOI 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.09.009. – ISSN 0142727X
- [Kurokawa u. a. 1978] KUROKAWA, Junichi ; TOYOKURA, Tomitaro ; SHINJO, Masaaki ; MATSUO, Kazuyoshi: Roughness Effects on the Flow along an Enclosed Rotating Disk. In: *Bulletin of JSME* 21 (1978), Nr. 162, S. 1725–1732. – DOI 10.1299/jsme1958.21.1725. – ISSN 1881–1426
- [Lauer 1999] LAUER, Johannes: *Einfluß der Eintrittsbedingung und der Geometrie auf die Strömung in den Radseitenräumen von Kreiselpumpen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 1999
- [Lauer u. Stoffel 1994] LAUER, Johannes ; STOFFEL, Bernd: *Theoretisch erreichbarer Wirkungsgrad: Abschlussbericht AiF-Projekt 620065*. 1994

- [Launder u. a. 2010] LAUNDER, Brian ; PONCET, Sébastien ; SERRE, Eric: Laminar, Transitional, and Turbulent Flows in Rotor-Stator Cavities. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 42 (2010), Nr. 1, S. 229–248. – DOI 10.1146/annurev-fluid-121108-145514. – ISSN 0066-4189
- [Laurien u. Oertel jr. 2011] LAURIEN, Eckart ; OERTEL JR., Herbert: *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit*. 4. Wiesbaden : Vieweg + Teubner, 2011. – ISBN 978-3-8348-1503-3
- [Lechner u. Menter 2004] LECHNER, Richard ; MENTER, Florian R.: *Development of a rough wall boundary condition for omega-based turbulence models: TR-04-04, Rough Walls 1.1*. 2004
- [Leder 1992] LEDER, Alfred: *Abgelöste Strömungen: Physikalische Grundlagen*. Braunschweig and Wiesbaden : Vieweg, 1992. – ISBN 3-528-06436-6
- [Li u. a. 2014] LI, H. ; HU, Z. ; CHANDRASHEKHARA, K. ; DU, X. ; MISHRA, R.: Reliability-based fatigue life investigation for a medium-scale composite hydrokinetic turbine blade. In: *Ocean Engineering* 89 (2014), Nr. 0, 230–242. – DOI 10.1016/j.oceaneng.2014.08.006. – ISSN 00298018
- [Li 2013] LI, Wenguang: Model of Flow in the Side Chambers of an Industrial Centrifugal Pump for Delivering Viscous Oil. In: *Journal of Fluids Engineering* 135 (2013), Nr. 5, S. 51201. – DOI 10.1115/1.4023664
- [Ligrani u. Moffat 1986] LIGRANI, Phillip M. ; MOFFAT, Robert J.: Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers. In: *Journal of Fluid Mechanics* 162 (1986), S. 69–98. – ISSN 0022-1120
- [Limbach u. a. 2014] LIMBACH, Philip ; KIMOTO, Marius ; DEIMEL, Christian ; SKODA, Romuald: Numerical 3D Simulation of the Cavitating Flow in a Centrifugal Pump with Low Specific Speed and Evaluation of the Suction Head. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo*. New York, N.Y. : ASME, 2014, S. 1–9
- [Lozano-Durán u. Jiménez 2014] LOZANO-DURÁN, Adrián ; JIMÉNEZ, Javier: Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to  $Re_\tau = 4200$ . In: *Physics of Fluids* 26 (2014), Nr. 1, S. 011702. – DOI 10.1063/1.4862918. – ISSN 10706631
- [Magagnato u. a. 2008] MAGAGNATO, Franco ; BÜHLER, Stefan ; GABI, Martin: Modeling the wall roughness for RANS and LES using the Discrete Element Method. In: DENIER, Jim (Hrsg.): *The International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM)*, 2008
- [Marusic u. a. 2010] MARUSIC, Ivan ; MCKEON, B. J. ; MONKEWITZ, Peter A. ; NAGIB, Hassan M. ; SMITS, A. J. ; SREENIVASAN, Katepalli R.: Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues. In: *Physics of Fluids* 22 (2010), Nr. 6, S. 65103. – DOI 10.1063/1.3453711. – ISSN 10706631
- [Menter 1993] MENTER, Florian R.: Zonal Two-equation  $k-\omega$  turbulence Models for Aerodynamic Flows. In: *AIAA Journal* (1993), Nr. 2906. – ISSN 0001-1452
- [Menter 1994] MENTER, Florian R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. In: *AIAA Journal* 32 (1994), Nr. 8, S. 1598–1605. – ISSN 0001-1452



- [Menter 2009] MENTER, Florian R.: Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. In: *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23 (2009), Nr. 4, S. 305–316. – DOI 10.1080/10618560902773387. – ISSN 1061–8562
- [Menter u. a. 2004] MENTER, Florian R. (Hrsg.) ; LANGTRY, R. (Hrsg.) ; HANSEN, T. (Hrsg.): *CFD Simulation of Turbomachinery Flows - Verification, Validation and Modelling*. 2004
- [Meschkat 2004] MESCHKAT, Stephan: *Experimentelle Untersuchung der Auswirkungen instationärer Rotor-Stator-Wechselwirkungen auf das Betriebsverhalten einer Spiralgehäusepumpe*. Darmstadt, TU Darmstadt, Diss., 2004
- [Mizunuma u. Nakajima 2007] MIZUNUMA, Hiroshi ; NAKAJIMA, Ryou: Experimental study on shear stress distributions in a centrifugal blood pump. In: *Artificial Organs* 31 (2007), Nr. 7, S. 550–559. – DOI 10.1111/j.1525–1594.2007.00421.x. – ISSN 0160564X
- [Moody u. Princeton 1944] MOODY, Lewis F. ; PRINCETON, N. J.: Friction factors for pipe flow. In: *Transactions of the ASME* (1944), S. 671–684
- [Münch 1999] MÜNCH, Andrea: *Untersuchung zum Wirkungsgradpotential von Kreiselpumpen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 1999
- [Naqwi u. Reynolds 1987] NAQWI, Amir A. ; REYNOLDS, William C.: *Dual Cylindrical Wave Laser-Doppler Method for Measurement of Skin Friction in Fluid Flow*. Ft. Belvoir : Defense Technical Information Center, 1987
- [Nemdili 2000] NEMDILI, Ali: *Einzelverluste von Kreiselpumpen mit spezifischen Drehzahlen  $n_q = 15 \dots 35 \text{ min}^{-1}$* . Kaiserslautern : Lehrstuhl für Strömungs- und Verdrängermaschinen, Univ., 2000. – ISBN 3–925178–45–7
- [Nikuradse 1933] NIKURADSE, Johann: Strömungsgesetze in rauhen Rohren. In: *VDI-Forschungsheft* 4 (1933)
- [Nitsche u. Brunn 2006] NITSCHKE, Wolfgang ; BRUNN, André: *Strömungsmesstechnik*. 2. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 2006. – ISBN 10 3–540–20990–5
- [Nixon u. Cairney 1972] NIXON, R. A. ; CAIRNEY, W. D.: Scale effects in centrifugal cooling water pumps for thermal power stations: NEL Report Nr. 505. (1972)
- [Oertel u. a. 2002] OERTEL, Herbert ; PRANDTL, Ludwig ; BÖHLE, Martin: *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. 11. Braunschweig [u.a.] : Vieweg, 2002. – ISBN 3–528–48209–5
- [Oertel jr. 2012] OERTEL JR., Herbert: *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. 13. Wiesbaden : Springer Fachmedien Wiesbaden, 2012. – ISBN 978–3–8348–1918–5
- [Patel u. Yoon 1995] PATEL, Virendra C. ; YOON, J. Y.: Application of Turbulence Models to Separated Flow Over Rough Surfaces. In: *Journal of Fluids Engineering* 117 (1995), Nr. 2, S. 234. – DOI 10.1115/1.2817135. – ISSN 00982202

- [Pope 2000] POPE, S. B.: *Turbulent flows*. Cambridge, New York : Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0–521–59886–9
- [Pritz u. a. 2008] PRITZ, Balazs ; MAGAGNATO, Franco ; GABI, Martin: Investigation of the Effect of Surface Roughness on the Pulsating Flow in Combustion Chambers with LES. Version: 2008. In: YOO, Seung-Deog (Hrsg.): *Springer Proceedings in Physics*. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2008. – DOI 10.1007/978–3–540–85190–5\_6. – ISBN 978–3–540–85189–9, S. 69–76
- [Reynolds 1895] REYNOLDS, O.: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 186 (1895), Nr. 0, S. 123–164. – DOI 10.1098/rsta.1895.0004. – ISSN 1364–503X
- [Roache 1997] ROACHE, Patrick J.: Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 29 (1997), S. 126–160. – ISSN 0066–4189
- [Rotta 1950] ROTTA, Julius C.: Das in Wandnähe gültige Geschwindigkeitsgesetz turbulenter Strömungen. In: *Ingenieur-Archiv* 18 (1950), Nr. 4, S. 277–280. – DOI 10.1007/BF00536743. – ISSN 0020–1154
- [Savelsberg u. a. 2012] SAVELSBERG, Ralph ; SCHIFFER, Michael ; OBERMEIER, Ernst ; CASTRO, Ian P.: Calibration and use of a MEMS surface fence for wall shear stress measurements in turbulent flows. In: *Experiments in Fluids* (2012). – DOI 10.1007/s00348–012–1304–6. – ISSN 0723–4864
- [Schade u. a. 2007] SCHADE, Heinz ; KAMEIER, Frank ; KUNZ, Ewald: *Strömungslehre*. 3. Berlin [u.a.] : De Gruyter, 2007. – ISBN 978–3–11–018972–8
- [Schenkel 1998] SCHENKEL, Stephan: *Modellierung und numerische Simulation der Strömungsvorgänge am Laufradeintritt von Turboarbeitsmaschinen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 1998
- [Schlichting 1936] SCHLICHTING, Hermann: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem. In: *Ingenieur-Archiv* 7 (1936), Nr. 1, S. 1–34. – DOI 10.1007/BF02084166. – ISSN 0020–1154
- [Schlichting u. Gersten 2006] SCHLICHTING, Hermann ; GERSTEN, Klaus: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 2006. – ISBN 3–540–23004–1
- [Schultz u. Flack 2007] SCHULTZ, Michael P. ; FLACK, Karen A.: The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime. In: *Journal of Fluid Mechanics* 580 (2007), S. 381. – DOI 10.1017/S0022112007005502. – ISSN 0022–1120
- [Schultz u. Flack 2009] SCHULTZ, Michael P. ; FLACK, Karen A.: Turbulent boundary layers on a systematically varied rough wall. In: *Physics of Fluids* 21 (2009), Nr. 1. – DOI 10.1063/1.3059630. – ISSN 10706631
- [Schultz-Grunow 1935] SCHULTZ-GRUNOW, Fritz: Der Reibungswiderstand rotierender Scheiben in Gehäusen. In: *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 15 (1935), Nr. 4, S. 191–204. – DOI 10.1002/zamm.19350150403. – ISSN 00442267

- [Senoo u. Hayami 1976] SENOO, Y. ; HAYAMI, H.: An Analysis on the Flow in a Casing Induced by a Rotating Disk Using a Four-Layer Flow Model. In: *Journal of Fluids Engineering* 98 (1976), Nr. 2, S. 192. – DOI 10.1115/1.3448256. – ISSN 00982202
- [Sigloch 2008] SIGLOCH, Herbert: *Technische Fluidmechanik*. 6. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 2008. – ISBN 978–3–540–44633–0
- [Skoda 2003] SKODA, Romuald: *Numerische Simulation abgelöster zbd transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*. München, TU München, Dissertation, 2003
- [Smirnov u. Menter 2009] SMIRNOV, Pavel E. ; MENTER, Florian R.: Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), Nr. 4. – DOI 10.1115/1.3070573. – ISSN 0889–504X
- [Spalart u. Shur 1997] SPALART, P. R. ; SHUR, M.: On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. In: *Aerospace Science and Technology* 1 (1997), Nr. 5, S. 297–302. – DOI 10.1016/S1270–9638(97)90051–1. – ISSN 12709638
- [Stepanoff 1957] STEPANOFF, A. J.: *Radial- und Axialpumpen: Theorie, Entwurf, Anwendung*. Deutsche durchgearbeitete Übersetzung der zweiten Auflage. Berlin, Heidelberg, s.l. : Springer Berlin Heidelberg, 1957. – ISBN 978–3–662–23128–9
- [Stoffel 1993] STOFFEL, Bernd: Der Dichtspalt in Kreispumpen: ein einfaches Element mit sehr komplexen Auswirkungen. In: *Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen* 46 (1993), S. 33–48
- [Stripf u. a. 2009] STRIPF, Matthias ; SCHULZ, Achmed ; BAUER, Hans-Jörg ; WITTIG, S.: Extended Models for Transitional Rough Wall Boundary Layers With Heat Transfer—Part I: Model Formulations. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), Nr. 3, S. 31016. – DOI 10.1115/1.2992511. – ISSN 0889–504X
- [Tamm 2002] TAMM, Alberto: *Beitrag zur Bestimmung der Wirkungsgrade einer Kreispumpe durch theoretische, numerische und experimentelle Untersuchungen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Dissertation, 2002
- [Thanapandi u. Prasad 1990] THANAPANDI, P. ; PRASAD, R.: Performance prediction and loss analysis of low specific speed submersible pumps. In: *ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy 1990-1996 (vols 204-210)* 204 (1990), Nr. 41, S. 243–252. – DOI 10.1243/PIME\_PROC\_1990\_204\_033\_02. – ISSN 0957–6509
- [Townsend 1976] TOWNSEND, Albert A.: *The structure of turbulent shear flow*. 2. ed., 1. pbk. ed. Cambridge : Univ. Pr., 1976. – ISBN 9780521298193
- [Tropea u. a. 2007] TROPEA, Cameron ; YARIN, Alexander ; FOSS, John F.: *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. [New York] : Springer Science+Business Media, 2007. – ISBN 978–3–540–30299–5
- [Van den Braembussche 2006] VAN DEN BRAEMBUSSCHE, René A.: Flow and Loss Mechanisms in Volute of Centrifugal Pumps. In: *Design and Analysis of High Speed Pumps* (2006), S. 1–26

- [Wang u. Wang 2012] WANG, Y. ; WANG, W. J.: Applicability of eddy viscosity turbulence models in low specific speed centrifugal pump. In: *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* 15 (2012), Nr. 6, S. 62013. – DOI 10.1088/1755-1315/15/6/062013. – ISSN 1755-1315
- [Wang u. a. 2004] WANG, Z. J. ; CHI, X. ; SHIH, Tom I. ; BONS, Jeffrey P.: Direct Simulation of Surface Roughness Effects with RANS and DES Approaches on Viscous Adaptive Cartesian Grids. In: *AIAA Journal* 42 (2004), Nr. 12, S. 2420–2430. – ISSN 0001-1452
- [Wesche 2012] WESCHE, Wolfgang: *Radiale Kreiselpumpen*. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 2012. – ISBN 978-3-642-19336-1
- [White 1998] WHITE, Frank M.: *Fluid Mechanics*. 4. Boston : McGraw-Hill, 1998
- [Wilcox 1988] WILCOX, David C.: Multiscale model for turbulent flows. In: *AIAA Journal* 26 (1988), Nr. 11, S. 1311–1320. – DOI 10.2514/3.10042. – ISSN 0001-1452
- [Wilcox 2006] WILCOX, David C.: *Turbulence modeling for CFD*. 3. ed., 2. print. La Cañada, Calif. : DCW Industries, 2006. – ISBN 1928729088
- [Wilcox 2008] WILCOX, David C.: Formulation of the  $k - \omega$  Turbulence Model Revisited. In: *AIAA Journal* 46 (2008), Nr. 11, S. 2823–2838. – DOI 10.2514/1.36541. – ISSN 0001-1452
- [Will 2011] WILL, Björn-Christian: *Theoretical, Numerical and Experimental Investigation of the Flow in Rotor-Stator Cavities with Application to a Centrifugal Pump*. Duisburg-Essen, Universität Duisburg-Essen, Dissertation, 2011
- [Will u. a. 2012] WILL, Björn-Christian ; BENRA, Friedrich-Karl ; DOHMEN, Hans-Josef: Investigation of the flow in the impeller side clearances of a centrifugal pump with volute casing. In: *Journal of Thermal Science* 21 (2012), Nr. 3, S. 197–208. – DOI 10.1007/s11630-012-0536-3. – ISSN 1003-2169
- [WILO SE 2015] WILO SE ; JUCKELANDT, Kay (Hrsg.): *private Kommunikation mit Daniel Albers (WILO SE) am 18.03.2015: E-Mail*. 2015
- [Winter 1979] WINTER, K. G.: An outline of the techniques available for the measurement of skin friction in turbulent boundary layers. In: *Progress in Aerospace Sciences* 18 (1979), S. 1–57. – DOI 10.1016/0376-0421(77)90002-1
- [Yuan u. Piomelli 2014] YUAN, J. ; PIOMELLI, U.: Estimation and prediction of the roughness function on realistic surfaces. In: *Journal of Turbulence* 15 (2014), Nr. 6, S. 350–365. – DOI 10.1080/14685248.2014.907904. – ISSN 1468-5248
- [Zanoun u. a. 2003] ZANOUN, E. S. ; DURST, F. ; NAGIB, Hassan M.: Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows. In: *Physics of Fluids* 15 (2003), Nr. 10, S. 3079. – DOI 10.1063/1.1608010. – ISSN 1070-6631
- [Zhu u. a. 2012] ZHU, B. ; CHEN, H. X. ; WEI, Q. ; ZHANG, R.: The analysis of unsteady characteristics in the low specific speed centrifugal pump with drainage gaps. In: *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* 15 (2012), Nr. 3, S. 032049. – DOI 10.1088/1755-1315/15/3/032049. – ISSN 1755-1315